

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ՏԻԵԶԵՐՔԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ
ԵՎ
ԷՎՈԼՅՈՒՑԻԱՅԻ ՀԱՐՑԵՐ



ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIAN SSR

PROBLEMS OF PHYSICS AND EVOLUTION OF THE UNIVERSE

CONTRIBUTORS OF THE VOLUME

H. Alfvén, H. Arp, R. Bellman, A. Blaauw, K.-H. Böhm,
B. J. Bok, Ch. Fehrenbach, G. H. Herbig, B. Lovell,
L. V. Mirzoyan, E. R. Mustel, J. Neyman, J. H. Oort,
Ch. H. Papas, J.-C. Pecker, A. B. Severny,
V. V. Sobolev, H. M. Tovmassian, H.-J. Treder,
E. Ye. Khachikian, E. G. Yanovitskij

Edited by L. V. Mirzoyan



PUBLISHING HOUSE OF THE ARMENIAN ACADEMY OF SCIENCES
YEREVAN

1978.

А К А Д Е М И Я Н А У К А Р М Я Н С К О Й С С Р

ВОПРОСЫ ФИЗИКИ И ЭВОЛЮЦИИ КОСМОСА

АВТОРЫ СБОРНИКА

Х. Альвен, Г. Арп, Р. Беллман, А. Блаау, К.-Х. Бём,
Б. Дж. Бок, Ш. Ференбак, Дж. Х. Хербинг, Б. Ловелл,
Л. В. Мирзоян, Э. Р. Мустель, Дж. Нейман, Я. Х. Оорт,
Ч. Г. Папаз, Ж.-К. Пекер, А. Б. Северный,
В. В. Соболев, Г. М. Товмасян, Г.-Ю. Тредер,
Э. Е. Хачикян, Э. Г. Яновицкий

Под редакцией Л. В. Мирзояна



ИЗДАТЕЛЬСТВО АН АРМЯНСКОЙ ССР
ЕРЕВАН 1978

ACADÉMIE DES SCIENCES DE LA RSS D'ARMÉNIE

LES PROBLEMES DE PHYSIQUE
ET
D'ÉVOLUTION DE L'UNIVERS



LES ÉDITIONS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
YÉRÉVAN

1978

В настоящий сборник включены статьи, затрагивающие различные вопросы физики и эволюции Космоса. Они написаны близкими друзьями, а в ряде случаев одновременно и учениками, академика В. А. Амбарцумяна. Авторы сборника посвящают свой совместный труд юбиляру, в связи с 70-летием со дня его рождения, как дань восхищения его выдающимися достижениями в современной науке о Вселенной.

Все статьи иностранных авторов печатаются в оригинале и в переводе на русский язык, а статьи советских авторов на русском и английском языках. Во всех случаях первым печатается оригинальный текст. Иллюстрации печатаются только с оригинальным текстом, но подписи к ним даются и в переводе.

The present volume includes papers dealing with various problems of the physics and evolution of the Universe. The authors of the papers are close friends and, in some cases, simultaneously students of academician V. A. Ambartsumian. The contributors dedicate their joint work to him on his 70th birthday, as a tribute of admiration for his outstanding accomplishments in the modern science on the Universe.

All papers of foreign authors are presented both in the original and in Russian, those of Soviet authors are published in Russian and in English translation. In both cases first comes the original text. The illustrations are printed in the original text alone but the captions to them are published in the translated versions as well.

**ВОПРОСЫ ФИЗИКИ
И ЭВОЛЮЦИИ КОСМОСА**

ИБ 133

Редактор издательства *Г. А. Абрамян*

Худож. редактор *Г. Н. Горцакалян*

Технич. редоктор *Л. А. Азизбекян*

Корректоры *И. Г. Анкарян, А. А. Мекерян*

ВФ 03427 Изд. 4862 Заказ 547 Тираж 3000
Сдано в набор 10.05.78. Подписано к печати 14.09.78.
Печ. 27,75 л. + 11 вкл. Усл. печ. л. 38,02. Изд. 28,85 л.
Бумага № 1, $70 \times 100^{1/16}$. Цена 3 р. 55 к.

Издательство Академии наук Армянской ССР,
375019, Ереван, Барекамутян, 24г

Типография Издательства АН Армянской ССР,
375019, Ереван, Барекамутян, 24

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Х. Альвен</i> , Как следует подойти к космологии?	9, 38
<i>Г. Арп</i> , Выбросы из галактик и образование галактик	65, 81
<i>Р. Беллман</i> , Инвариантное вложение	97, 99
<i>А. Блау</i> , Собственные движения и возраст субассоциации Верхний Скорпион	101, 112
<i>К.-Х. Бём</i> , Объекты Хербига—Аро: наблюдения и теория	121, 133
<i>Б. Дж. Бок</i> , О глобулах и образовании звезд	145, 150
<i>Ш. Ференбак</i> , Прямая спектрография слабых и переменных светил	155, 165
<i>Дж. Х. Хербиг</i> , Можно ли обнаружить пост-Т Тельца звезды?	171, 180
<i>Б. Ловелл</i> , О радиоизлучении вспыхивающих звезд	189, 193
<i>Л. В. Мирзоян</i> , Наблюдательный подход к эволюции звезд и галактик	197, 209
<i>Э. Р. Мустель</i> , Некоторые вопросы физики новых звезд	221, 233
<i>Дж. Нейман</i> , Воспоминания о революционном периоде в космологии	243, 251
<i>Я. Х. Оорт</i> , Размышления о происхождении Цепочки А высокоскоростных облаков	259, 271
<i>Ч. Г. Папаз</i> , Распространение электромагнитных волн в периодических и почти периодических структурах с точки зрения принципа инвариантности Амбарцумяна	281, 287
<i>Ж.-К. Пекер</i> , Теории звездных атмосфер: современные тенденции	293, 321
<i>А. Б. Северный</i> , Некоторые проблемы нестационарности Солнца и звезд	343, 351
<i>В. В. Соболев, Э. Г. Яновицкий</i> , Диффузия излучения в спектральной линии в неоднородной атмосфере	359, 370
<i>Г. М. Товмасын</i> , Радиоизлучение галактик Маркаряна	381, 394
<i>Г.-Ю. Тредер</i> , Гиперсимметрия и обобщение релятивистской группы Эйнштейна	407, 415
<i>Э. Е. Хачикян</i> , Об активности ядер галактик с UV континуумом	423, 434
Сведения об авторах	443

C O N T E N T S

<i>H. Alfvén</i> , How Should We Approach Cosmology?	9, 38
<i>H. Arp</i> , Ejection from Galaxies and Galaxy Formation	65, 81
<i>R. Bellman</i> , Invariant Imbedding	97, 99
<i>A. Blaauw</i> , Internal Motions and Age of the Sub-Association Upper Scorpio	101, 112
<i>K.-H. Böhm</i> , Herbig—Haro Objects: Observation and Theory	121, 133
<i>B. J. Bok</i> , On Globules and Star Formation	145, 150
<i>Ch. Fehrenbach</i> , Spectrographie directe d'astres faibles et variables	155, 165
<i>G. H. Herbig</i> , Can Post-T Tauri Stars Be Found?	171, 180
<i>B. Lovell</i> , On the Radio Emission of Flare Stars	189, 193
<i>L. V. Mirzoyan</i> , An Observational Approach to the Evolution of Stars and Galaxies	197, 209
<i>E. R. Mustel</i> , Some Problems of the Physics of Novae	221, 233
<i>J. Neyman</i> , Reminiscences of a Revolutionary Period in Cosmology	243, 251
<i>J. H. Oort</i> , Speculations on the Origin of the Chain A of High-Velocity Clouds	259, 271
<i>C. H. Papas</i> , Electromagnetic Wave Propagation in Periodic and Almost Pe- riodic Structures from the Viewpoint of Ambartsumian's Principle of Invariance	281, 287
<i>J.-C. Pecker</i> , La théorie des atmosphères stellaires: tendances actuelles . . .	293, 321
<i>A. B. Severny</i> , Some Problems of the Nonstability of the Sun and the Stars	343, 351
<i>V. V. Sobolev</i> , <i>E. G. Yanovitskij</i> , Radiation Diffusion in the Spectral Line of Inhomogeneous Atmosphere	359, 370
<i>H. M. Tovmassian</i> , Radio Emission of Markarian Galaxies	381, 394
<i>H.-J. Treder</i> , Super-Symmetry and Einstein's Extension of the Relativistic Group	407, 415
<i>E. Ye. Khachikian</i> , On the Activity of Nuclei of Galaxies with a UV Con- tinuum	423, 434

HOW SHOULD WE APPROACH COSMOLOGY?

HANNES ALFVÉN

Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden

INTRODUCTION

Once the supernovae represented the biggest known cosmic explosions. Mainly due to the work of Ambartsumian we have become aware that the supernovae are dwarfed by explosions in the nuclei of galaxies. With the discovery of the QSO's still more gigantic releases of energy were found. Does this represent the upper limit? Obviously not! The Hubble expansion shows that once there was the largest possible explosion (or series of explosions): the explosion of the Metagalaxy itself.

In understanding the cause of these explosions, the first problem is necessarily where the energy comes from. There are good reasons to believe that the supernovae represent a release of nuclear energy. But this is obviously insufficient to account for the Ambartsumian explosions and the QSO's. The only reasonable energy source for this seems to be matter-antimatter annihilation. According to Klein (Alfvén and Klein, 1952; Bonnevier, 1964; Alfvén, 1965; Klein, 1956; Ekspong, Yamdagni and Bonnevier, 1966; Teller, 1956; Laurent and Söderholm, 1959) the Hubble expansion was also energized by annihilation.

Most astrophysicists refuse to draw this conclusion because the introduction of antimatter implies a rather drastic revision of a number of theories which were built up before the discovery of the positron and the anti-proton, that is at a time when the theoretical concept of antimatter still was purely speculative. However, what was reasonable at that time is not necessarily so today.

This paper gives a general discussion of the cosmological problem. It consists of two parts. In the first part the two different approaches to cosmology during the ages are contrasted: the mythological and the scientific. It is shown that the Big Bang obviously belongs to the first category. It should be mentioned that Klein arrived at his cosmology—now often called the "symmetric" cosmology—from a criticism of basic principles of the Big Bang approach. He claimed that a scientific approach neces-

sarily leads to his views — and this seems to be correct. In fact when the Big Bang believers usurped the term “cosmology” for their theory, implying that this was *the* cosmology, Klein called his own theory “anticosmology”.

In the second part, it is shown that although a matter-antimatter symmetry is in conflict with several generally accepted theories it is not in conflict with any observational fact. The transition from the Big Bang to the symmetric approach represents a transition in astrophysics of the same type as when nuclear physics was introduced early in this century and magneto-hydrodynamics in the middle of it. The discovery of the positron and the antiproton has revealed that in essential respects physics is matter-antimatter symmetric and it is high time that this new concept is accepted also in astrophysics. Perhaps the necessary transition will be painful, but it will also be vitalizing!

COSMOLOGY: MYTH OR SCIENCE?

1. *Early Cosmology.* Cosmology began when man began to ask: what is beyond horizon and what happened before the earliest event I can remember? The method to find this was to ask those who had travelled very far, and they reported what they had seen and also what people they had met far away, had told them about still more remote regions. Similarly his grandfather told about *his* young days and what his grandfather had told him and so on. But the information became increasingly uncertain the more remote the regions and the times.

The increasing demand for knowledge about very remote regions and very early times was met by people who pretended they could give accurate information about the most distant regions and the earliest times. When asked how they could know all this they often answered that they had direct contact with the gods, and got revelations about the structure of the whole Universe and how it was created. And some of these prophets were believed by large groups of people, and myths about the creation and structure of the Universe were incorporated as essential parts of the religions.

In early mythologies the whole world was usually considered to be eternal. When the gods “created” the world this meant essentially that they brought order into an initial chaos. In the Mediterranean and West Asian regions the creation was supposed to have taken place several thousand years ago, whereas in India the time scale is much more grandiose. In some cases time was counted in *Kalpas*, or days of Brahma, and one Kalpa is 4 or 5 billion years. And Brahma lived for 100 years, each containing 365 such days,

2. *Cosmology and Science.* Very early it was obvious that in order to understand cosmology it was important to study the celestial phenomena. The rise of science and philosophy, especially in Egypt and Greece, of course influenced the views of how the Universe was structured. Above all the Pythagorean thinking was decisive.

The discovery that music could be understood in terms of simple mathematical relations, and the development of geometry, marked a new era in philosophy and science, and also greatly influenced the Platonian and Aristotelian thinking.

3. *The Ptolemaic System.* The Ptolemaic system was one result. In a sense, its basic principle is that in a world created by the gods, there must be a sublime order in its basic structure—even if many regrettable local disorders are evident. According to the Pythagoreans the most “perfect” of all geometrical figures is the circle, the most “perfect” of all solid bodies is the sphere. *Ergo* the Earth must be a circular disc or a sphere, surrounded by a number of crystal spheres, on which the planets and the stars were located. Further, the most perfect motion was the uniform motion. *Ergo* the crystal spheres must rotate with uniform velocity.

4. *The Creation Ex nihilo.* The rise of the monotheistic religions meant that one of the gods became more important than the others, he became God. He also became more important than the material world. He alone was eternal: the whole world was a secondary structure created by Him. In the Bible the creation takes one week, and has the character of bringing order into a pre-existing chaos. But soon creation got the meaning of a production of the world *ex nihilo*: God is powerful enough to create the whole world by just pronouncing some magic words, or by his will-power.

In the Aristotelian philosophy the material world was “ungenerated and indestructable”. But in medieval times this view was changed and the creation *ex nihilo* was introduced, essentially by Saint Thomas who remodeled the Aristotelian philosophy in accordance with the requirements of ecclesiastical doctrine (see Singer, 1959).

5. *Comparison with Observation.* In one respect the Ptolemaean cosmology seemed to be confirmed by observation: the outermost crystal sphere, that on which the stars were fixed, did apparently move with a constant speed. This was just what could be expected because this sphere was the outermost one, closest to God, and hence most divine. Unfortunately the theory did not agree so well with observational results when applied to the planets, including the Sun and Moon. The Sun

and the Moon sometimes moved more to the north, sometimes to the south, and a planet like Jupiter sometimes reversed its motion in relation to the stars.

Obviously something was wrong. But the basic principles — uniform motion and perfect geometrical figures — were sacrosanct and could not be given up, even if they were in conflict with observations. Instead a very ingenious idea was forwarded: the planets were not directly fixed on the crystal spheres, but on a small circle—an epicycle—which moved with a constant velocity with its center fixed on the crystal sphere. For a time this theory looked promising. But better observations soon demonstrated that it was not accurate. Increasingly complicated new additions to the system were made, and one can very well understand what the famous astronomer King Alphonse X of Castile said: “Had I been present at the creation, I could have rendered profound advice“. But at the same time as the system became more complicated it also became more sacrosanct.

6. *Mythical Versus Scientific Approach.* The Ptolemaic system was initially a quite attractive theory but, during the centuries, it developed into a sacrosanct and rigid structure incapable of incorporating new discoveries. The reason for this was that basically the approach was not scientific but mythological*. The basic components were the perfect geometrical figures and the uniform motion. The idea to build a world system on such general principles represented a great progress, because earlier it had been generally believed that events in the world were governed by the will or the whimsies of the gods. The Ptolemaic system did not necessarily question that the celestial system was created by God, but it claimed that he must have acted according to certain philosophical or mathematical principles which it was possible to analyse and understand.

The Pythagorean philosophy had a logical beauty which well could be called “divine“. By pure theoretical thinking the theoreticians claimed to have discovered the principles according to which God acted when he created the world. And when these principles were found, the world *must* be structured according to them. Observations of the reality were not really necessary. The system was based on divine inspiration. If Galilei claimed that he saw celestial bodies or sunspots which should not exist, it was his telescope and not the Ptolemaic system which was wrong.

* It is a semantic question whether a model initially deriving from “divine inspiration“ should be called a myth even if it includes philosophical and mathematical elements. Some would no doubt prefer to call it, for example, “a priori metaphysics“.

7. *The Copernican System.* Under the impact of more accurate observations the Ptolemaic system was replaced by the Copernican system. The real importance of this went beyond replacing a geocentric system by a heliocentric system—the latter could be developed in such a way that it was able to absorb new empirical material, supplied by Tycho Brahe and many others. In the hands of Galilei, Kepler, and Newton it became a cosmology which was not primarily based on some preconceived philosophical or mathematical principle. Instead it was an empirical synthesis, a summary of all astronomical observations ever made. It led to the discovery of new basic laws of nature, which agreed very well with the observed motions of the celestial bodies and indeed were simpler, and even more beautiful, than the old laws. But it is important to note that these laws are not sacrosanct. When it became obvious that the Newtonian mechanics was not applicable to the atoms, it became extended into this field by quantum mechanics.

The difference between myth and science is the difference between divine inspiration or “unaided reason” (as Bertrand Russell puts it) on one hand and theories developed in observational contact with the real world on the other. Newton said “Hypotheses non fingo”.

8. *The Victorious Science.* It took more than two centuries until the victory of science over myth in the field of celestial mechanics spread to the field of biology.

In our century the scientific approach has spread also to other fields, which earlier were alien to it, such as the origin of life and the functioning of the human brain.

9. *The New Myths.* However, this does not mean a complete and definite victory of common sense and science over myth. In reality we witness today an antiscientific attitude and a revival of myth. This tendency may have several causes, but in a way the most interesting and also most dangerous threat comes from science itself. And in a truly dialectic sense it is the mere triumph of science which has released the forces which now once again seem to make myths more powerful than science.

One of the most beautiful results of science was the *special* theory of relativity. It was essentially based on the Michelson-Morley experiment and on Maxwell's theory of electromagnetism, which in a compact way described all results of the study of electric, magnetic, and optical phenomena. Already when expressed in an ordinary three—dimensional Cartesian coordinate system the special theory of relativity is a beautiful

theory, but the *mathematic* beauty of its foundations is definitely increased if it is expressed in four-dimensional space.

This fact was given an enormous importance. It was claimed that "Einstein has discovered that space is four dimensional", a statement which obviously is nonsense. But it had great publicity value. After one or two decades of propaganda the four dimensional world became immensely popular, especially when one learned that the fourth dimension was not time, but time multiplied by $\sqrt{-1}$.

To most people this was impossible to understand. Indeed it requires considerable mathematical insight to understand the deep meaning of it—and still a little more insight to realize that it is mostly mathematical jargon, often very fascinating and inspiring but in reality without deep meaning for our views of the physical reality.

Many people probably felt relieved by being told that the true nature of the physical world could not be understood except by Einstein and a few other geniuses. They had tried hard to understand science, but now it was evident that science was something to believe in, but nothing to try to understand. Paradoxically enough, Einstein may have been hailed by the general public not because he was a great thinker, but because he saved everybody from the duty of having to think.

Soon the best-sellers among the popular science books became those who presented the scientific results as insults to common sense. The more abstruse the better! Contrary to Bertrand Russell, science became increasingly presented as the negation of common sense. The limit between science and pseudo-science was erased. To most people it became increasingly difficult to find any difference between science and science fiction.

10. *The Theory of Relativity*. But let us return to the theory of relativity and its direct impact on the scientists. The four dimensional presentation of the *special* theory of relativity was rather innocent. This theory was and is used every day in laboratories, and is essential for calculating the behavior of high energy particles, etc. But experimental physicists have a strong feeling that their laboratories are three dimensional, and firmly located in a three dimensional world and all the elegance and usefulness of the four dimensional formulation does not make them believe that their laboratories really are four dimensional.

On the other hand, in the *general* theory of relativity, the four dimensional formulation is more important. This theory is also more dangerous because it came into the hands of mathematicians and cosmologists, who had very little contact with empirical reality. Furthermore, they applied it to regions which are very distant and counting dimensions

far away is not very easy. Many of these scientists had never visited a laboratory or looked through a telescope, and even if they had, it was below their dignity to get their hands dirty. They looked down on the experimental physicists and the observers whose only job was to confirm the high-brow conclusions they had reached, and those who were not able to confirm them were thought to be incompetent. Observing astronomers came under heavy pressure from theoreticians.

11. *General Relativity and the Universe.* The general theory of relativity opened an extremely fascinating possibility. Similar to the Earth's surface, which is without borders but still finite, one can in a four dimensional space have a "hypersphere" without any borders and still with a finite volume. This idea was certainly worth—while to investigate.

Einstein's equations allowed a type of solutions which gave a Universe in a state of expansion. Some of the solutions had a "singular point", meaning that at a certain time the whole Universe consisted of one single point only. From this singular point the Universe began to expand, so that later all parts of it rush away from each other with velocities which are proportional to the distance between. These types of mathematical solutions seemed to be applicable to the "expanding Universe" which Hubble's famous empirical law describes. The way was now open for a grand new cosmology.

The originator of this was Abbé Lemaitre who called the Universe when it was at the singular point "l'Atome Primitive". Its great propagandist was Gamow, and in his version of Lemaitre's theory the expansion is nowadays referred to as the "*Big Bang*" cosmology. Neither of them went to the extreme in postulating that the whole Universe ever was mathematical *point*. The "initial state" was supposed to be a concentration of "all mass in the Universe" to a very small sphere. This mass is heated to a temperature of several billion degrees. When this "atomic bomb" explodes its parts are thrown out with relative velocities which are sometimes close to the velocity of light.

This model, which at least from certain points of view was fascinating, was believed to explain the main evolution and the present structure of the Universe. In fact it was claimed to predict:

1. In less than half an hour after the explosion, the present elements were formed by nuclear reactions in the very hot and very dense matter.

2. At an early time a heat radiation was produced which at the further expansion cooled down and should be now observed as a black-body radiation with a temperature of 50°K . With revised values for ga-

lactic distances this temperature should be adjusted down to 20° . (Through a number of *ad hoc* assumptions it can of course be reduced still more).

3. At a later stage the expanding matter condensed to form the galaxies we observe today.

4. The average density in the Universe should be at least 10^{-29} g/cm^3 . (This value should be corrected for the new determination of galactic distances).

5. A fifth conclusion, which is seldom drawn explicitly, is that the state at the singular point necessarily needs a divine creation! To Abbé Lemaitre, who was not only a very good scientist but also a prominent member of the Catholic hierarchy, this was very attractive, because it gave a justification to the creation *ex nihilo* which Saint Thomas had introduced as a credo. To many other scientists it was more of an embarrassment because God is very seldom mentioned in ordinary scientific literature. Hence the problem of how the singular state was produced is usually not mentioned. There has been a number of attempts to explain how the singular state could be reached from an early state similar to the present state in the Universe, but none seems to be successful.

12. *Big Bang and Observations.* Only by working out the consequences of a model is it possible to check whether it gives a fair description of the real world or not. Hence it was quite legitimate to devote much work to the evaluation of the Big Bang model. After nearly half a century of work, time seems now ripe for drawing conclusions about the validity of the model. These are discouraging (Burbidge, 1971). The model can obviously not explain a number of phenomena it claimed to account for, and the observations seem not to agree with the theoretical predictions.

1. It seems impossible to account for the formation of the elements by the Big Bang process. Perhaps the observed abundance of helium could be achieved, but for the other 90 composite elements the observed abundances are wrong by orders of magnitude. Hence the measured cosmical abundances do not give the expected support to the Big Bang (but neither do they contradict it).

2. An isotropic microwave radiation has been detected, which the Big Bang propagandists have baptised to "the 3°K black-body radiation". The observational data of today are not in conflict with the view that the microwave radiation is a 3°K black body radiation, but the high frequency end of it is still not so well explored that the view is confirmed. The Big Bang cosmologists claim that this is the isotropic radiation which they expected in spite of the fact that they expected a radiation with about 7 times the temperature, and hence several thousand

times higher energy density. (Of course it is easy to introduce additional effects to explain the discrepancy).

In reality they claim that the existence of this very "cold" radiation proves that the temperature of the Universe once was *10 billion degrees* (sic!) an extrapolation over more than 9 orders of magnitude. This extrapolation requires among many other things that we know the state of the Universe everywhere at all epochs after the Big Bang with such a certainty that we can exclude that microwave radiation has been produced later. It should be noted that there are also isotropic X- and γ -radiations which need other explanations, and that there are a number of celestial objects (quasars, etc.) which release enormous energies which the Big Bang cosmologists do not claim to understand.

3. The Universe as we see it is obviously *not* homogeneous, as Big Bang requires, but consists of a multitude of galaxies. These must be formed at some evolutionary stage of the Universe, but so far no acceptable theory of the formation of galaxies has been derived from the Big Bang model.

4. Even if it can be claimed that galaxies are "local" phenomena which need not necessarily be included in a large scale cosmology, it is more difficult to neglect the existence of large, sometimes very large, clusters of galaxies. Most embarrassing is that the distant quasars ($z = \Delta\lambda/\lambda > 1.5$) are located exclusively in two regions, one near the galactic north pole and the other in the south galactic hemisphere. Hence the large scale isotropy of the Universe, which is a corner stone in the Big Bang cosmology is contradicted by observations.

5. The mean density in the Universe is according to observations 10^{-31} , a factor of almost 100 too low for the Universe to be closed. Intense efforts have been made to find the 99% which are missing ("black footballs" and "black holes" have been suggested), but there is no support—rather counter-indications—of their existence. (Revision of galactic distances changes both the theoretical and the observational value but does not reduce the discrepancy).

Hence the observational results (for a summary, see Gott et al., 1974) give us no reasons to believe that we live in a closed Universe. This is not necessarily irreconcilable with the Big Bang, but it gives us other choices. One of them is that the microwave radiation is made isotropic because of scattering by grains (Wickramasinghe et al., 1975; Alfvén and Mendis, 1977), by far-infrared molecular absorption, or by Thomson scattering or inverse bremsstrahlung. These alternatives are now being investigated.

6. The validity of Hubble's law cannot be counted as a support of the theory, because among an infinity of possible mathematical solutions

the one was chosen which fitted Hubble's law. Moreover recent results make it doubtful to what extent Hubble's law really is valid. An increasing number of flagrant deviations from the linearity of Hubble's law have been reported. This is serious to the Big Bang model.

There are regions of galaxies with systematically different red shifts. Furthermore, there are pairs of galaxies with vastly different red shifts, which seems to show that there are other galaxy populations not obeying Hubble's law. The emission lines from a quasar give a red shift which differs, sometimes drastically, from the redshift of the absorption lines and attempt to account for this by absorption in nearby galaxies seem not to be successful.

The majority of cosmologists have agreed that the value the Hubble "constant" is $55 \pm 5 \text{ km} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, but there seems to an increasing number of competent observers claiming that they find $110 \pm \pm 10 \text{ km} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ (Lyndon-Bell, 1977). If interpreted literally this indicates that there are two Big Bangs, one at 18×10^9 and the other at 9×10^4 years ago.

In summary, whereas our Metagalaxy no doubt is in a state of expansion, the observational data do not indicate that the expansion derived from *one* Big Bang. Instead there is likely to have been a large number of big explosions, which together resulted in the expansion we observe.

Hence to the best of our knowledge the Big Bang cosmology is not in agreement with the Universe we observe. It can be brought in apparent agreement only by a number of ad hoc assumptions. After all it seems to be much closer to a myth, in certain basic respects of the same kind as the Ptolemaic system, which also needed an increasing number of ad hoc assumptions — epicycles.

It is a myth which is decorated with sophisticated mathematical formula. These make it more prestigious but not necessarily more credible.

13. *The Ptolemean Cosmology and the Big Bang.* Our observational knowledge of the Universe is enormously much more advanced now than during ancient times. However, the human mind probably works in essentially the same way today as it did some thousand years ago, and the basic character of our attempts to widen our field of knowledge may also be similar today to what they were in past periods. Cosmology represents a pioneer field: one tries to study regions where facts and guesses necessarily mix. From this point of view it is of interest to compare the Ptolemean cosmology and the Big Bang. Such a comparison may also be of some interest as a contribution to the sociology of science.

Both the Ptolemaic and the Big Bang cosmology started from unquestionable correct and extremely beautiful philosophical-mathematical results. No one can study the Pythagorean science comprising the mathematical theory of music and the theory of regular polyhedra without being immensely impressed. The same holds for the theory of relativity.

In both cases the beautiful structures established by mathematical thinking seemed to call for further development, and a cosmologic application was natural. In both cases the steps in this direction were rather arbitrary, and their justification was perhaps largely "divine inspiration". The Ptolemaic system with the complicated system of crystal spheres generating the "harmony of the spheres" could not be produced from prior state of the world. It could only be achieved by gods who were skilled workmen or artists. But later observational facts demonstrated that even divine skill did not achieve a model which was in agreement with reality.

Similarly, the Big Bang represents only one of an infinite number of possible solutions. If we insert the observed average density of the Universe the result is an essentially "flat" space. This means that *according to observations the "Universe" we observe could be treated essentially with ordinary three-dimensional geometry* (of course using the *special* theory of relativity, here as in the laboratory). But accepting the observational result means that the general theory of relativity loses its place as the foundation of cosmology.

It would still be of interest as a small correction in many cases, and it would be applicable to the "black holes" (in case these exist)! But the fascinating view of a limitless and still finite Universe would be lost and with it much of the unquestionable philosophical-mathematical beauty of general relativity. In a way this is regrettable.

On the other hand, what the Big Bang cosmologists tell us is that once the whole Earth, the Sun and the planets, and all the hundred billion stars in our Galaxy, and moreover all the hundred billion galaxies which can be observed, all this enormous Universe was compressed into one small ball. There are different views about the size of the ball but some even claim that it was smaller than the head of a pin! Few claim *explicitly* that this exploding super-atomic bomb was created by God, most avoid making an explicit statement. And all pretend that they know what happened during the first few *seconds* — or even microseconds — after creation.

If the Big Bang cosmology is beautiful in the mind of mathematicians, it is abstruse to most people if not presented in a camouflaged way. No science fiction writer would dare to make his readers believe in a story in such a striking contrast with common sense. But when

hundreds or thousands of cosmologists dress this story in sophisticated equations, and against the truth claim that this nonsense is supported by all that has been observed in the giant telescopes—who dares to doubt? If this is regarded as science, there is a conflict between science and common sense. The cosmological doctrine of today is an anti-intellectual factor, possibly of importance.

14. *The Cosmological Establishments.* When the Ptolemaic system was threatened by an increasing number of observations which were adverse to it, it reacted in an authoritarian way. It was already a powerful establishment which had become sacrosanct and it did not tolerate any objections. Not even mentioning the existence of heretic views tolerated. Copernicus complains that it was almost impossible to find any philosophical book which contained objections to the Ptolemaic system—he finally found a reference to the old heliocentric system of Aristarchos, and he did not dare to publish his work. It is interesting to note that the present cosmologist reacts in a somewhat similar way. “Modern cosmology” nowadays is claimed to mean “relativistic cosmology”, and in textbooks with the title “Modern Cosmology” it is often difficult to find any unbiased presentation of the objections, including the fact that according to the best observations, space is flat, and that the general theory of relativity is essentially irrelevant to modern cosmology. Similarly, at international conferences on “Cosmology” it is very difficult to get even 10 minutes of time to question the Big Bang cosmology. The prevailing attitude is that all the objections to Big Bang cosmology are swept under the rug. And this is the fate also of the Creator, who is indispensable for manufacturing the Big Bang bomb.

The way the cosmological discussion has been conducted during the last decades will make many people believe that any criticism of the Big Bang cosmology necessarily is a support of the “steady state” or “continuous creation” cosmology. Such support can certainly not be deduced from the present analysis. As is now generally realized, the continuous creation cosmology is in a decisive way irreconcilable with observations. However, much of the objections against Big Bang, which the advocates of the steady state theory have presented, are correct and it is not fair to neglect these as the Big Bang scientists usually do (See, for example, Burbidge, 1971).

15. *Science Versus Myth.* As the Big Bang hypothesis is unacceptable, the question arises what other hypothesis we should place in its stead. The answer is simple and straight-forward: *none!*

The Big Bang is a myth, a wonderful myth maybe, which deserves a place of honor in the columbarium which already contains the Indian myth of a cyclic Universe, the Chinese cosmic egg, the Biblical myth of creation in six days, the Ptolemaic cosmological myth, and many others. It will always be admired for its beauty and it will always have a number of believers, just as the millenia old myths. But nothing is gained if we try to place another myth in the place which the Big Bang myth occupies now. Not even if this new myth is decorated with still more beautiful mathematical formulae.

The scientific approach to cosmology is necessarily drastically different from the mythological approach. First of all it must be absolutely clear that if a scientist makes a guess about the state of the Universe some billion years ago the chance that this guess is realistic is negligible. If he takes this guess as the starting point for a theory, this is unlikely to be a scientific theory, but very likely it will be a myth.

The reason why so many attempts have been made to guess what was the state several billion years ago is probably the general belief that long ago the state of the Universe must have been much simpler, much more regular than today, indeed so simple that it could be represented by a mathematical model which could be derived from some fundamental principles through very ingenious thinking. Except for some vague and unconvincing reference to the second law of thermodynamics, no reasonable scientific motivation for this belief seems to have been given. This belief probably emanates from the old myths of creation. God established a perfect order and "harmony" and it should be possible to find which principles he followed when he did so. He was certainly intelligent enough to understand the general theory of relativity, and if he did, why shouldn't He create the Universe according to its wonderful principles?

Accepting it as likely that in the past the state of the Universe was essentially as complicated as it is today, how should we approach cosmology. Obviously in the same way as we have guessed the first man did before any prophet had invented a myth. We should try to clarify the present state of our close surroundings, and from that proceed to more distant regions and to successively earlier epochs.

To try to write a grand cosmical drama leads necessarily to a myth. To try to let knowledge substitute ignorance in increasingly larger regions of space and time is science.

But we must always keep in mind that the further we proceed from here and now, the more hypothetical, the more speculative, will our description of Cosmos necessarily be. Of course we should try to reduce speculation as far as possible. But to eliminate it altogether is impossible—and perhaps not even desirable. Of decisive importance is that

the approach is empirical not mythological. The difference between science and myth is the difference between critical thinking and the belief in prophets; it is the difference between "De omnibus est dubitandum"* and "Credo quia absurdum"**.

IS THE UNIVERSE MATTER-ANTIMATTER SYMMETRIC?

1. *Matter-antimatter Symmetry.* When the discovery of the positron made it conceivable that in physics there was a symmetry between particles and antiparticles, many scientists began to speculate about the possibility that the Universe was symmetric in a similar way. Klein developed these ideas into a cosmology, for which he got support when the antiproton was discovered. This cosmology, often referred to as the "symmetric cosmology" tries to answer two basic questions:

1. Is the "Universe" at present symmetric with regard to matter and antimatter, and if so, where is the antimatter?

2. What sequence of evolutionary events have lead to the present state of the Universe?

Klein's answer to the second question was that he postulated an "original state" when the "Universe" — or the "Metagalaxy" in his terminology — was a giant sphere of an extremely dilute mixture of particles and antiparticles. According to what we have found in Part I, such an approach should be called mythological, although the essence of his ideas might be formulated nonmythologically. However, we shall not discuss this here, but concentrate our attention to the first question, dealing with the present state of the Universe.

Although a symmetric Universe can appeal to many scientists there is naturally a reluctance to discuss a theory which necessarily must lead to a revision of quite a few of the present theories in cosmic physics. In fact, the present theoretical framework has been inherited from the time when it was generally believed that all matter necessarily must be of the ordinary kind. With the option that in principle the Universe may be symmetric it is necessary to go through all astrophysics in a systematic way in order to see what the consequences of symmetry are. We shall here investigate whether the matter-antimatter symmetry is reconcilable with observations.

Celestial bodies consisting of antimatter emit the same spectra as bodies of ordinary matter (koino-matter), so it is impossible to tell from

* Everything should be questioned (Descartes).

** I believe because it is unreasonable (Tertullian).

a distance what kind of matter they consist of. We cannot by any spectroscopical method decide whether, for example, α Centauri consists of koino-matter or antimatter. The proof for or against the existence of antimatter has to be indirect.

If we accept the principle of symmetry we have first of all a choice between *two alternatives*: The general principle of symmetry is reconcilable with the view that our Galaxy consists exclusively of matter and, e. g., the Andromede nebula, or generally, *every second galaxy consists of antimatter*. This is a view which will not meet many objections. Symmetry will in this case not be a very important property outside the field of cosmology in a restricted sense. However, at the same time this alternative deprives us of the possibility to invoke annihilation as the energy source of the Ambartsumian explosions, the QSOs, the γ -ray bursts, and other dramatic releases of large quantities of energy.

We shall here tentatively suggest that there is a *matter-antimatter symmetry even within each individual galaxy*. Hence in this part of the present paper we abstain completely from any reference to cosmology and confine our discussion to the present state of our own Galaxy. We face the possibility that there should be antimatter regions in our Galaxy which are equally as large as the matter regions. The regions of different kinds must be separated by Leidenfrost layers, which may be very thin and not observable from a distance.

Through space research in the magnetosphere and interplanetary space we know that thin layers exist dividing space into regions of different magnetisation, and based on this it is concluded that space in general has a *cellular structure*. This result may break down the psychological resistance to the symmetric theory.

The possibility that every second star in our Galaxy consists of antimatter is discussed, and it is shown that this view is not in conflict with any observations. As most stars are likely to be surrounded by solar systems of a structure like our own, it is concluded that collisions between comets and antistars (or anticometes and stars) would be rather frequent. Such collisions would result in phenomena of the same type as the observed cosmic γ -ray bursts. Another support for the symmetric cosmology is the continuous X-ray background radiation. Also many of the observed large energy releases in Cosmos are likely to be due to annihilation (Alfvén, 1966, 1971).

2. *Break-down of Homogeneous Models in Cosmic Physics*. Up to some ten years ago interplanetary space, interstellar space, and intergalactic space were generally considered to be almost void regions, filled

with a very dilute almost homogeneous gas or plasma, with scale heights of the same order as the distances between the celestial bodies.

Space research has demonstrated that this picture is drastically misleading. Magnetic measurements have shown that in the magnetosphere (at about 10 earth radii) the magnetic field may change its direction by 180° over only one or a few Larmor radii, which is many orders of magnitude less than the distance to the Earth (Fig. 1). Similar discontinuity surfaces are found in the magnetotail and the solar wind in interplanetary space. Furthermore auroral research has shown that in the magnetosphere (typically at one earth radius) there are thin electrostatic discontinuities with voltage drops of hundreds or thousands of volts over a distance of the order of a Debye length (which is 10^{-7} of the distance to the Earth). These and other such considerations force us to abandon simple nonhomogeneous models.

3. *Cellular Structure of Space.* The new picture (Alfvén, 1968, 1975, 1978) which results from these and other discoveries is that the magnetosphere and interplanetary space is not filled with a fairly homogeneous medium but has *cellular* structure in which there are surfaces of discontinuity which divide space into a number of *compartments*. The magnetisation, the electrical potential, the density and the temperature are often drastically different on the two sides of such a discontinuity surface.

Although there were some early speculations about the existence of such discontinuities there was no possibility to discover them and explore their properties until space research made *in situ* measurements possible. Even now there is practically no possibility to discover a magnetic discontinuity from a distance, because it does not emit any kind of observable radiation. On the other hand electrostatic discontinuities may be detected at some distance because of the anisotropic particle distribution they produce.

We know that cellular structure characterizes those regions of space which are accessible to space craft, but as such structures cannot be detected at distance we have no certain information about more distant regions. There is no reason to suppose that their existence should be limited to regions of space where space craft have penetrated today and as we now begin to understand how they are formed we can conclude with a high degree of confidence that both *interstellar space and intergalactic space should in general exhibit a similar cellular structure.*

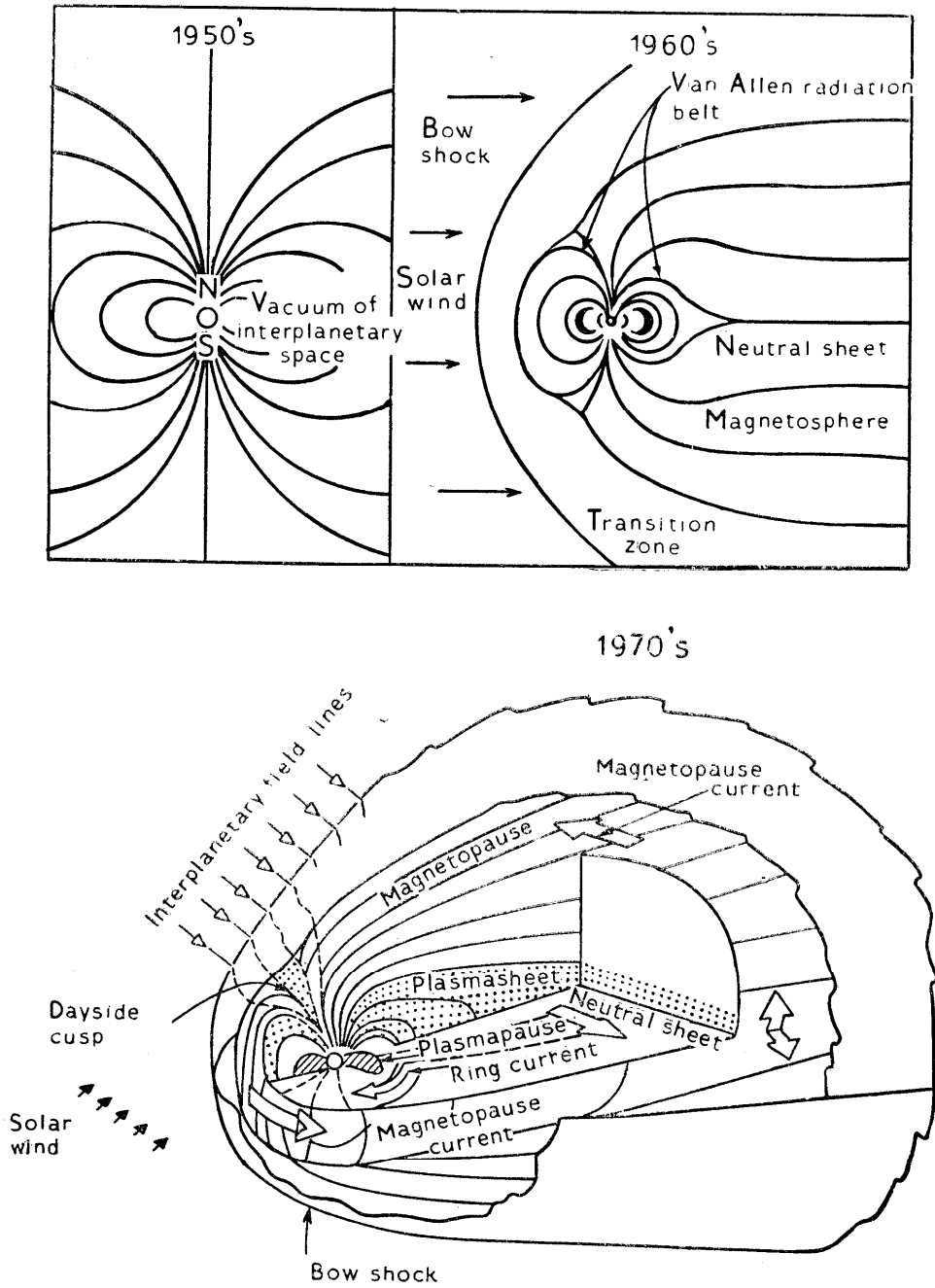


Fig. 1. Contrast between the early theories of space as a dilute homogeneous medium and the modern observations of the "cellular structure" in which space generally consists of a number of magnetic "compartments" containing plasmas of different properties.

4. *Matter and Antimatter Cells.* It is easily seen how important the discovery of the cellular structure of space is to the discussion of antimatter in the Universe. The demand for symmetry is satisfied if the Metagalaxy or even our own Galaxy is divided into a large number of cells, half of which contain "koino-matter" (ordinary matter) and half antimatter. Cells of different kinds of matter should be separated by "Leidenfrost layers", thin layers of discontinuity containing high energy electrons-positrons produced by annihilation of protons (or other nuclei) at the interphase (Fig. 2). A theory of such layers has recently been developed

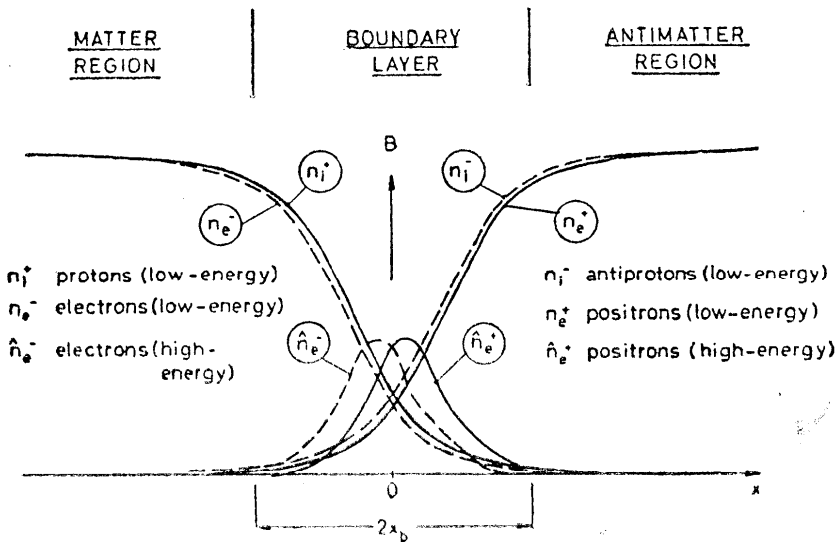


Fig. 2. A Leidenfrost layer, separating a region of antimatter from a region of koinomatter.

by Lehnert (1977) who shows that under cosmic conditions they need only to be 10^{10} cm or about one hundred millionth of a light year thick. The basic reason for this is that annihilation produces a sink of koino- and antimatter, leading to a plasma pressure gradient which is balanced by the force from electric plasma currents and a magnetic field. This force pushes the two opposite plasma regions away from each other, and the rate of annihilation is substantially reduced upon reaching a quasi-steady balance. Similar to the interphases of the magnetosphere and interplanetary space such a layer should be very difficult to discover unless a spacecraft penetrates it. The annihilation radiations emitted from it is many orders of magnitude too small to be detectable with present measuring devices. Thus we can not exclude that matter and antimatter can exist harmoniously in the Universe with some system of compart-

mentalization by "Leidenfrost layers" with no contradictions of observed conditions.

5. *Structure of Solar System.* With this as a background let us try to picture our symmetric Galaxy. It is easily seen that in our own solar system practically all bodies must consist of koino-matter (Sun, planets, satellites and at least most of the comets and meteoroids). We can perhaps not exclude that a few meteoroids might consist of anti-matter, but attempts to prove this have so far not been successful. Concerning the comets of which some 10^{10} or 10^{11} are believed to be located in the "cometary reservoir" at 10^{16} — 10^{17} cm from the Sun (Oort, 1950, 1951; Öpik, 1970) there is not yet any indication that anyone of them consists of antimatter, but we cannot exclude that a few of them do. The solar wind which of course consists of koino-matter is known to penetrate as far as spacecrafts have reached, but whether it also penetrates the cometary reservoir or part of it is subject to speculation (Fig. 3).

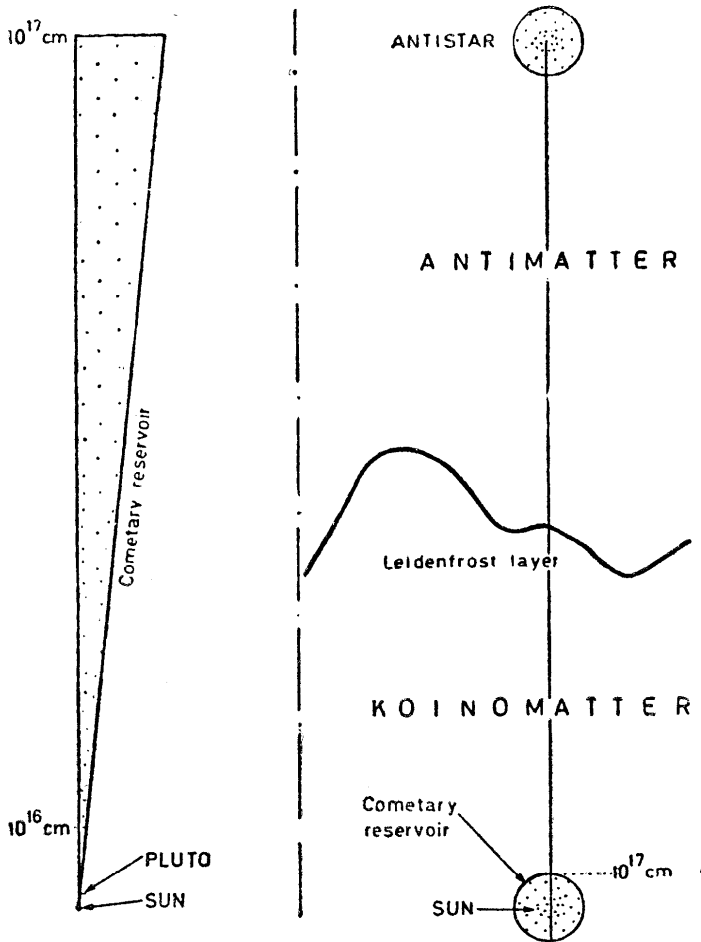
Even if we accept all matter in a sphere of 10^{17} cm around our Sun consists of koinomatter, we must note that this only is a few per cent of the distance to our closest stars. (See Fig. 3). Hence there is ample room for Leidenfrost layers, separating the sun-dominated region from those belonging to other stars. We are in conflict with no observational facts if we claim that one or more of our closest stars consists of anti-matter. If we claim that in our Galaxy every second star consists of anti-matter there is no way of proving or disproving this in a straight-forward way. Every star in our Galaxy should be surrounded by a region of the same kind as itself. The topology of the separating Leidenfrost layers forms an interesting problem which remains to be investigated.

A number of indirect arguments have been presented in order to prove that there cannot be antimatter in our Galaxy. We shall discuss them in section 10.

6. *Cometary Reservoirs.* If half the stars in our Galaxy consists of antimatter we have to investigate what happens if a koino-star and an antistar pass close to each other. The probability of a collision between the two stars is very small. If both stars are surrounded by planetary systems, including cometary reservoirs, like our Sun, there is a somewhat larger probability for a collision between a star and a planet of opposite kind, but a much more likely collision would involve the comets in the reservoir. As these are believed to contain 10^{10} — 10^{11} comets, there is a considerable chance that a comet will collide with a star of opposite kind.

It should be observed that during the close approach, the Leidenfrost layer separating the two plasma regions of different kind may move

in such a way that a large number of comets are situated in thin plasma of the opposite kind. No very conspicuous phenomena can be expected from this effect.



Cometary reservoir surrounding the planetary system

Separation between matter around our Sun and antimatter around a neighbouring antistar

Fig. 3. Scale of Distances.

If two stars pass each other at such a distance that one of them does not penetrate the cometary reservoir of the other, its gravitational perturbation may still be large enough to eject some comets from the reservoir into interstellar space. One estimate of the rate of destruction of the Oort cometary reservoir by close stellar interactions has been made by Nezhinskij (1976) in which cumulative dispersion places a lower

limit of the order 10^9 years for the half-life of the cometary system or the same order as the age of the solar system. Hence we should expect that there are a certain number of errant comets such that a star can be hit by a comets (perhaps of opposite kind of matter) even when it does not penetrate the cometary reservoir of another star.

7. Collision Between a Solid Body and a Star. We have found that the important case to discuss is when a solid body of cometary size (1–10 km) falls into a star of opposite kind. We shall assume that the star is similar to the Sun, and surrounded by a similar structure. When the comet is beyond a distance of about 5–8 solar radii the heating of the body by annihilation is much less than the heating from solar radiation. Inside this limit annihilation becomes the predominant heat source but is still quite weak even down into the corona. It is not until the body reaches the chromosphere and photosphere that dramatic effects should be observed.

The velocity of the body when it reaches the surface of a star like the Sun is of the order of 10^8 cm/sec. As the scale-height in the solar atmosphere is of the order of 10^7 cm the time constant of the impact will be of the order of 0.1 sec. The impinging body is likely to be fragmented very rapidly. At the interphase between a fragment and the solar atmosphere, a series of violent explosions are likely to occur because of the annihilation. Probably a number of bubbles are created consisting of an extremely hot magnetized plasma of relativistic electrons-positrons produced by annihilation of nuclei (Fig. 4).

These bubbles will be ejected from the star, and as they leave the denser region they will emit a spectrum of γ -rays and X-rays. It should be observed, however, that the primary γ -radiation from nuclear annihilation will largely be absorbed and not emitted. The details of the collisional process are now being investigated by Thompson (1978).

8. γ -ray Bursts. Observations from VELA satellites have lead to the discovery of a most remarkable phenomenon, called γ -ray bursts (Vincent, 1976; Sofia and Van Horn, 1974; Metzger et al., 1974; Klebesadel et al., 1973). During a total period of only a minute or even less, a burst of X-rays and γ -rays in the 2 keV–5 MeV range is received which exhibits intensity fluctuations down to 0.01 sec (Fig. 5). There are good reasons to believe that the bursts derive from distances of less than 500 light years, hence from our local region in the Galaxy. If this is accepted the release of energy at the source must be of the order of 10^{36} – 10^{37} ergs. There is no certain association with any peculiar object (i. e. supernova, pulsar, or X-ray flare star).

A conclusion from these observations is that because of the rapid variations the extension of the source of radiation cannot be more than 0.01 light-second or 3×10^8 cm which is less than one per cent of the radius of a common star (like the Sun) and comparable to or even smaller than the size of an ordinary sunspot. Assuming that 1–10% of the total energy release is emitted as X-rays and γ -rays, we find the energy release to be of the order of 10^{38} erg. This is equivalent to the total annihilation of a body of 10^{17} g, which means a solid body of the size of a few kilometers or about the size of an ordinary comet. The picture we get from the observations is reconcilable with our picture of a comet falling into a star of an opposite kind.

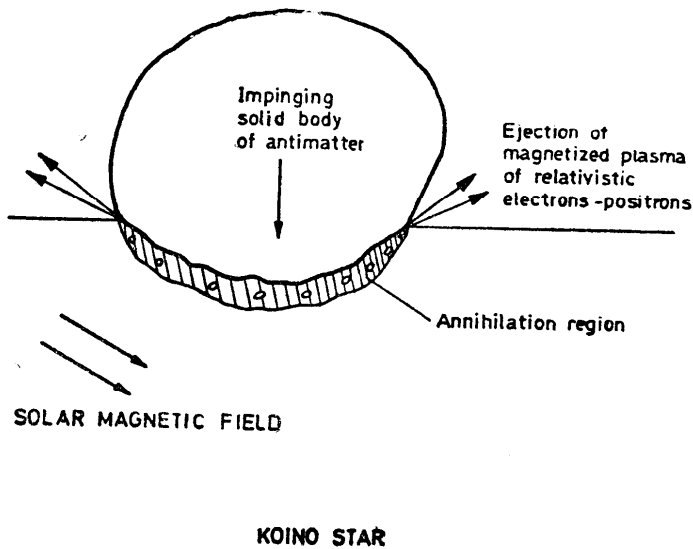


Fig. 4. Antimatter body falling into a koinomatter star. Formation of an annihilation region and ejection of relativistic plasma.

This identification is further supported by the frequency of the events (about half-a-dozen per year) which is reconcilable with the expected frequency of collisions between stars and comets in our vicinity. Of course this calculation is uncertain by one or two orders of magnitude.

The spectrum of some γ -bursts has been measured (Fig. 6). The theory of a comet hitting a star is not yet so well developed that a comparison is possible.

The total length of the event is generally half a minute. This should represent the total time it takes for fragmentation and annihilation

of a comet when falling into a star. Whether this is reasonable or not is difficult to say.

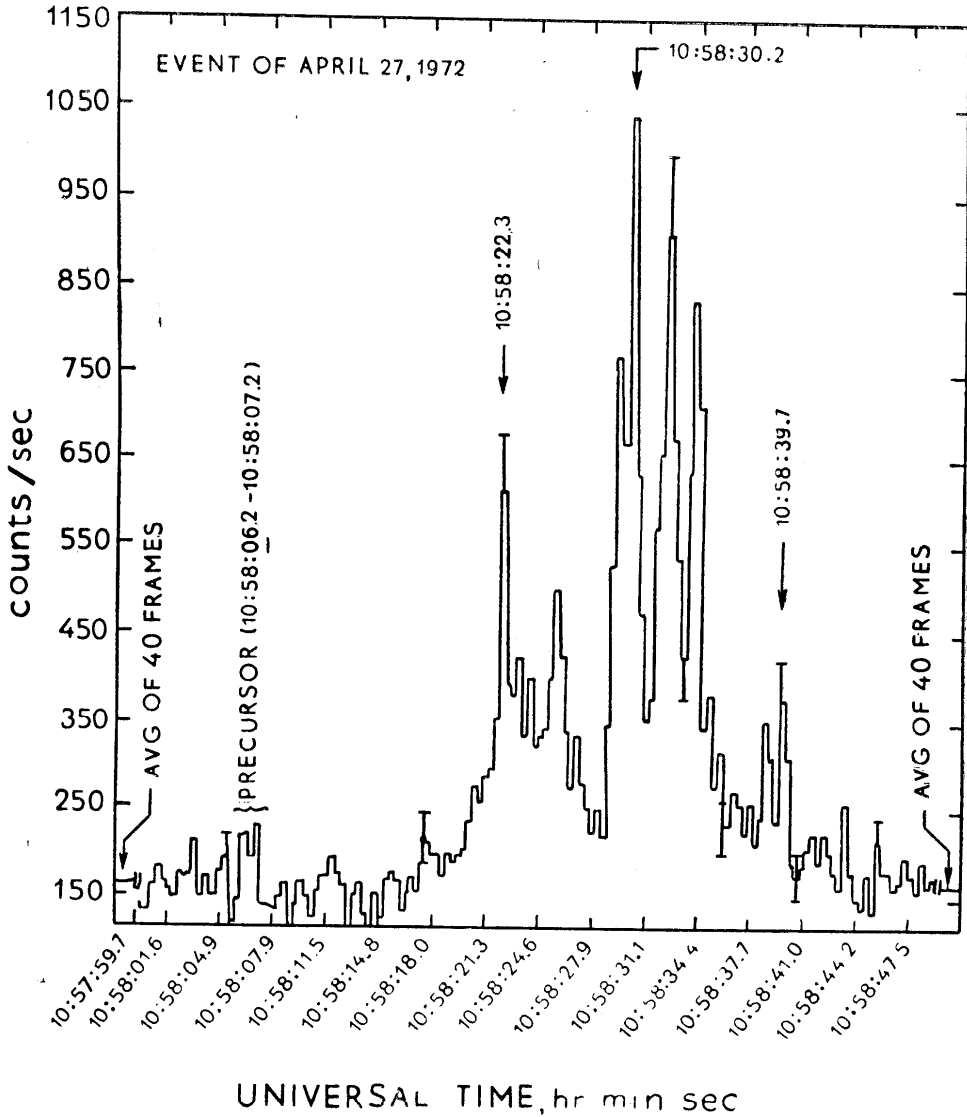


Fig. 5. Cosmic gamma-ray burst with main feature duration of 25 sec. (Apollo 16, Metzger et al.).

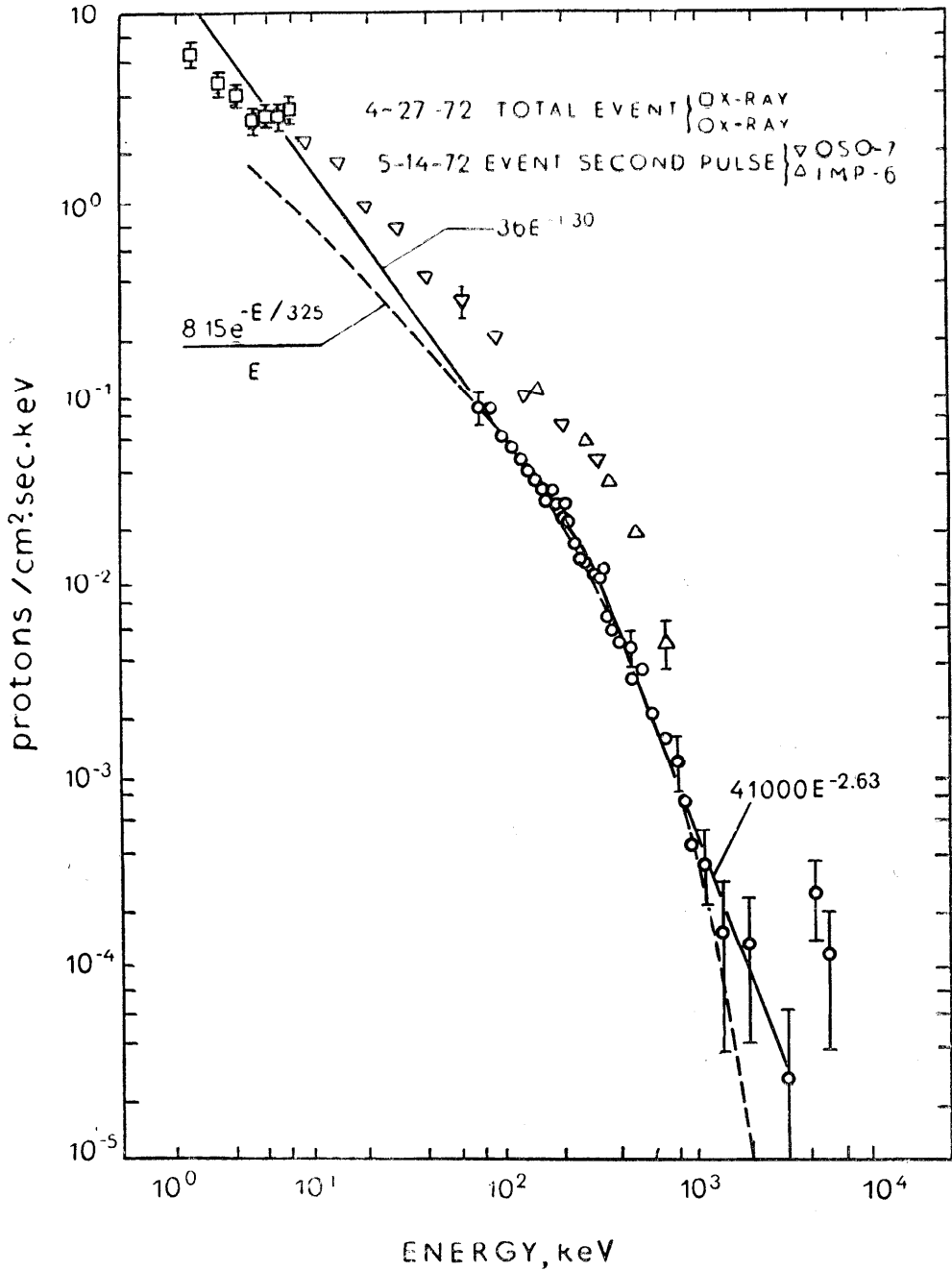


Fig. 6. Energy spectrum of the gamma-ray burst in fig. 5 (Apollo 16, Metzger et al.).

9. *Other Celestial Objects Releasing Much Energy.* Even if a comet-star collision is the most frequent event we expect to observe in our Galaxy, they cannot represent more than a small fraction of the total energy release in a symmetric galaxy. Many more bursts of lower energy should be observed and recent balloon-borne instrumentation may support this theory. However the total mass of the cometary reservoir is perhaps only a few earth masses and insignificant when compared to the total mass of planets or that of the sun itself. Hence there may be truly immense bursts of energy associated with planet-star and star-star collisions in galaxies. Indeed there are a great number of celestial objects such as N type systems, Seyfert galaxies, and quasi-stellar objects which exhibit enormous releases of energy, often rapidly varying. It should be explored systematically whether some or all of them may derive their energy from annihilation.

10. *Objections of the Existence of Antimatter.* Any serious discussion of such a drastic revision of cosmic physics which the acceptance of the antimatter concept would naturally necessitate is bound to meet with strong resistance from advocates of ingrained old theories. A number of more specific objections have been made (Steigman, 1976a). Most of them are flat statements, partially with homogeneous models as a hazy background and partially based on misunderstanding, and often connected with theories the authors strongly believe in.

For example, when Klein first discussed the existence of antimatter, it was claimed then from the measured upper limit of cosmic γ -radiation that only an extremely small fraction of the matter in our Galaxy could consist of antimatter. This conclusion was model dependent: the authors assumed that koino-matter and antimatter must necessarily form a homogeneous mixture. As homogeneous models seem to be increasingly obsolete and as space plasmas are likely to be separated by "Leidenfrost layers" this objection is not valid.

Another objection (Steigman, 1976b) is that the energy source of an abundantly emitting object cannot be annihilation because very little or none of the hard annihilation γ -rays are observed. This conclusion is again model dependent. If the annihilation is produced by a solid (or gaseous) object falling in on a star of opposite kind of matter (See Fig. 4), the annihilation takes place at the interphase. The nucleon annihilation may in general be located so deep down in the stellar atmosphere and partially screened by the impinging body that the primary γ -radiation of the annihilation is absorbed instead of being emitted. On the other hand the electrons-positrons which are produced (in the presence of solar magnetic fields) may form extremely hot clouds of mag-

netized plasma which are ejected from the Sun before they radiate their energy into space.

Furthermore the absence of a 0.5 MeV γ -line is cited as an objection (Steigman, 1976b) to the existence of antimatter. This again is model dependent. The 0.5 MeV line is emitted only when the electron-positron gas is cooled down to non-relativistic energies, which under cosmic conditions may be a rare case.

We are certainly far from a consistent model of what happens during a collision between bodies of different kinds, but it is already now obvious that the flat objections against annihilation as a main source of energy are based on some hazy and not very likely models (Carlqvist and Laurent, 1976a).

Another model dependent objection concerns the absence of anti-particles in cosmic rays of low and medium energies. This objection depends on assumption about the magnetic field in the transplanetary region which is totally unknown. Furthermore, the magnetic field connected with a Leidenfrost layer may screen cosmic rays of low and medium energies.

As a summary the idea of a symmetric Universe is certainly in striking disagreement with several theories in cosmic physics, but so far there is no conflict with any observational facts.

11. *The Continuous X-ray Background Radiation.* The clouds of magnetized relativistic electron-positron plasma which escape from the region of impact in our model, cannot be retained by the star, and they will also escape from the Galaxy. Hence, we expect to find relativistic annihilation products in intergalactic space, where they are likely to have a very long half-life. They will interact with ordinary star light and by inverse Compton effect they will transfer the light quanta into the keV region. According to Carlqvist and Laurent (1976b) this is a reasonable explanation of the continuous X-ray background which has been discovered and explored during the last few years.

Assuming that the main energy loss of the electrons-positrons is due to synchrotron radiation Carlqvists and Laurent find that the production spectrum (due to nucleon annihilation) is transformed into the steady state spectrum (as seen in Fig. 7). The inverse Compton effect between relativistic electrons-positrons with this energy spectrum and ordinary star light gives an X-ray radiation with spectrum as shown in Fig. 8.

The agreement between the calculated and the observed spectrum is remarkable in view of the fact that the theory does not contain any adjustable parameter (except the total intensity). From the measured in-

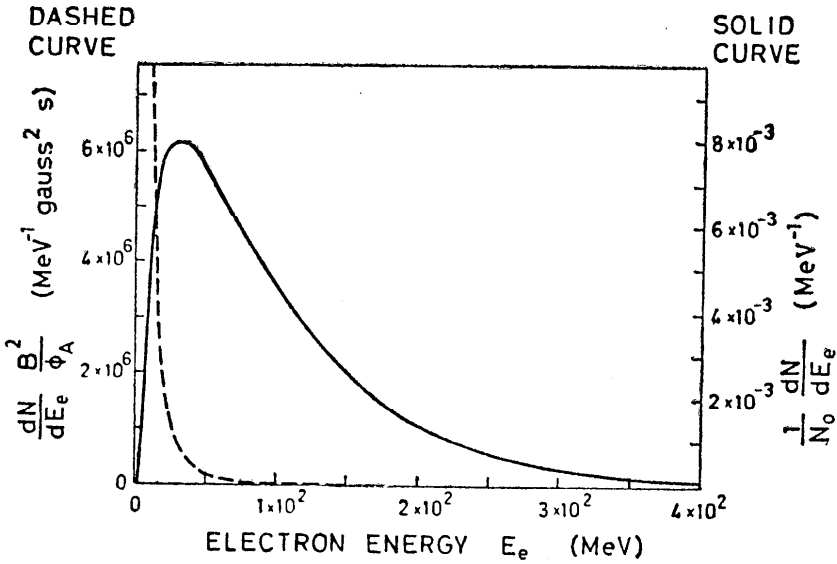


Fig. 7. Theoretical energy spectrum of electrons-positrons from proton-anti-proton annihilation. — production spectrum, - - - steady state spectrum.

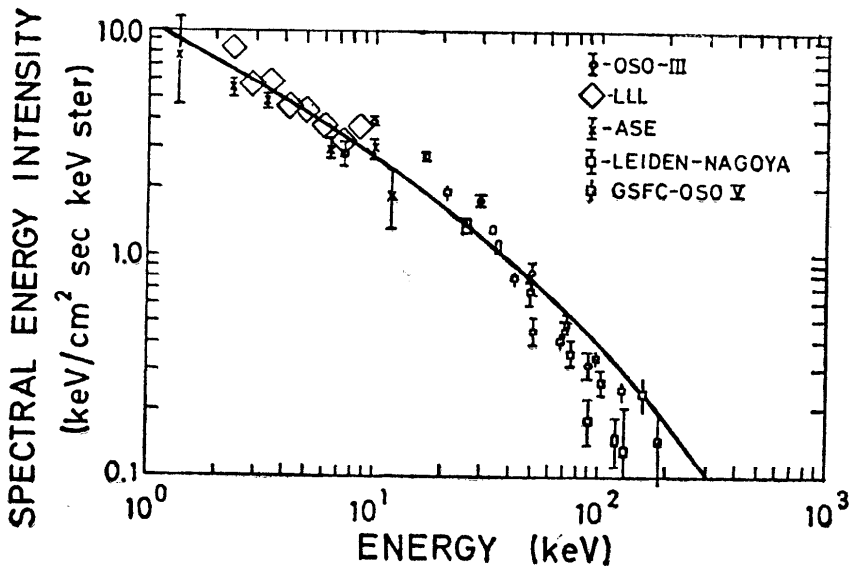


Fig. 8. Comparison between observed background X-ray spectrum and that calculated for inverse Compton effect between ordinary star light and annihilation products.

tensity it is possible to calculate the density of the annihilation electrons in intergalactic space, and the result is 10^{-9} cm^{-3} in the energy interval $10-10^2 \text{ MeV}$. As the average density in the Metagalaxy ("the Universe") is believed to be 10^{-7} nucleons in cm^{-3} , this means that the intergalactic electrons-positrons of today should be a result of annihilation during the ages of at least 1% of the total amount of matter. There is nothing obviously wrong with this figure, but how it should be related to a general symmetric cosmology is of course an open question.

12. *Antimatter and Cosmology.* In the preceding sections we have almost exclusively discussed the role of antimatter in the present state of the Universe. However, the existence of antimatter is of decisive importance in cosmology, because a symmetric "Universe" has necessarily an evolution which is different from a "Universe" which contains matter alone.

When Klein started to explore the consequences of a symmetric Metagalaxy (which is a more correct term than the "Universe") his main interest was to present an alternative to the Big Bang theory. Klein's model of the evolution of the Metagalaxy is in conflict with the Big Bang theory, with the result that during this period of cosmological discussion so dominated by the Big Bang theory, Klein's ideas and the further development of them have not received much attention. However, as now the Big Bang hypotheses is falling down because of conflicts with observational facts, it is rather a merit that Klein's approach is in conflict with it.

The Klein model of evolution of the Galaxy is essentially homogeneous, starting from a very big sphere with a homogeneous mixture of matter and antimatter. As all homogeneous models it must be replaced by an inhomogeneous model. It would carry us too far to discuss how this could be done, but it seems that based on Klein's general principles a reasonable picture of the evolutionary history of our Galaxy could be obtained.

13. *Particle Physics and Cosmic Physics.* Detailed theories of the matter-antimatter interaction in cosmic physics depend on a collaboration between particle physics and cosmic physics. Such a collaboration seems at present to be virtually non-existent. This seems to be due to the fact that particle physicist focus their interest on phenomena in the GeV region whereas in cosmic physics phenomena in the eV or in rare cases keV region is of main interest. Hence, our fields differ by 5 or 10 orders of magnitude and is obviously difficult to bridge such a gap.

Acknowledgement. I wish to thank Professor N. Herlofson for criticism and Mr. James Vincent for help with the editing of this manuscript.

R E F E R E N C E S

- Alfvén H., 1965, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 652.
 Alfvén H., 1966, *Worlds-Antiworlds*, Freeman, San Francisco.
 Alfvén H., 1968, *Ann. Geophysique*, **24**, 361.
 Alfvén H., 1971, *Physics Today*, **24** (2), 28.
 Alfvén H., 1975, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **257**, 179.
 Alfvén H., 1978, in *Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere*, ed. B. Haltqvist and L. Sterflo, Plenum, New York.
 Alfvén H., Klein O., 1962, *Arkiv Fysik*, **23**, 187.
 Alfvén H., Mendis A., 1977, *Nature*, **266**, 698.
 Bonnevier E., 1964, *Arkiv Fysik*, **27**, 310.
 Burbidge G., 1971, *Nature*, **233**, 36.
 Carlqvist P., Laurent B., 1976a, *Nature*, **262**, 821.
 Carlqvist P., Laurent B., 1976b, *Nature*, **260**, 225.
 Ekspong A. G., Yamdagni N. K., Bonnevier B., 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 664.
 Gott J. R. et al., 1974, *Astrophys. J.*, **194**, 543.
 Klebesadel R. W. et al., 1973, *Astrophys. J.*, **182**, L85.
 Klein O., 1966, *Nature*, **211**, 1337.
 Laurent B. E., Söderholm L., 1969, *Astron. Astrophys.*, **3**, 196.
 Lehnert B., 1977, *Astrophys. Space Sci.* in press.
 Lyndon-Bell D., 1977, *Nature*, **270**, 396.
 Metzger A. E. et al., 1974, *Astrophys. J.*, **194**, L19.
 Nezhinskij E. M., 1976, *IAU Symposium No. 45*, p. 335.
 Oort J. H., 1950, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **11**, 91.
 Oort J. H., 1951, *Observatory*, **71**, 129.
 Öpik E. J., 1970, *The Moon*, **1**, 487.
 Singer C., 1959, *A Short History of Scientific Ideas*, Oxford.
 Sofia S., Van Horn H. M., 1974, *Astrophys. J.*, **194**, 593.
 Steigman G., 1976a, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*
 Steigman G., 1976b, *Nature*, **262**, 821.
 Teller E., 1966, in *Perspectives in Modern Physics*, ed. R. E. Marshak, Interscience, New York, p. 449.
 Thompson W., 1978, University of California, San Diego, private communications.
 Vincent J. R., 1976, TRITA-EPP-76-12, Royal Institute of Technology, Stockholm.
 Wickramasinghe N. C. et al., 1975, *Astrophys. Space Sci.*, **35**, L9.

КАК СЛЕДУЕТ ПОДОЙТИ К КОСМОЛОГИИ?

ХАННЕС АЛЬВЕН

Королевский институт технологии, Стокгольм, Швеция

ВВЕДЕНИЕ

Было время, когда сверхновые представляли собой самые большие из известных космических взрывов. Главным образом благодаря работам Амбарцумяна нам стало известно, что «вспышки» сверхновых оказываются намного меньшими по сравнению со взрывами в ядрах галактик. С открытием QSO (квазизвездных объектов) были обнаружены еще более гигантские процессы освобождения энергии. Представляет ли это верхний предел? Очевидно, нет. Расширение Хаббла показывает, что однажды имел место самый большой возможный взрыв (или серия взрывов): взрыв самой Метагалактики.

Для понимания причины этих взрывов первой проблемой неминуемо является следующая: откуда исходит энергия? Существуют веские причины верить, что сверхновые представляют собой процессы освобождения ядерной энергии. Но этого, очевидно, недостаточно, чтобы объяснить взрывы Амбарцумяна и QSO. Единственным приемлемым источником для этого, кажется, является процесс аннигиляции вещество — антивещество. Согласно Клейну (Альвен и Клейн, 1962; Бонневие, 1964; Альвен, 1965; Клейн, 1966; Экспонг, Ямдагни и Бонневие, 1966; Теллер, 1966; Лорен и Содерхолм, 1966) расширение Хаббла было снабжено энергией посредством аннигиляции.

Большинство астрофизиков отказывается выводить это заключение, потому что введение антивещества означает довольно коренной пересмотр многих теорий, которые были созданы до открытия позитрона и антипротона, то есть в то время, когда теоретическое понятие антивещества еще было исключительно спекулятивным. Однако то, что было разумным в то время, не является обязательно таким сегодня.

Настоящая статья посвящена общему обсуждению космологической проблемы. Она состоит из двух частей. В первой части сопоставлены два разных подхода к космологии в течение веков: мифологический и научный. Показано, что теория Большого Взрыва очевидно принадлежит к первой категории. Надо отметить, что Клейн достиг своей Космо-

логии, сейчас часто называемой «симметричной» космологией, из критики основных принципов подхода к теории Большого Взрыва. Он утверждал, что научный подход обязательно приводит к его представлениям — и это кажется правильным. В действительности, когда верующие в Большой Взрыв узурпировали термин «космология» для своей теории, подразумевая, что это и является истинной космологией, Клейн назвал свою теорию «антикосмологией».

Во второй части показано, что хотя симметрия вещество — антивещество находится в противоречии с некоторыми общепринятыми теориями, она не находится в противоречии с каким-либо наблюдательным фактом. Переход от Большого Взрыва к симметричному подходу представляет собой в астрофизике переход такого же типа, как переход в физике, когда была введена ядерная физика в начале этого века и магнито-гидродинамика в середине века. Открытие позитрона и антипротона показало, что в существенных отношениях физика зарядно-симметрична, и давно пора, чтобы эта концепция была принята также астрофизикой. Возможно, что необходимый переход будет мучительным, однако он будет обновляющим.

КОСМОЛОГИЯ: МИФ ИЛИ НАУКА?

1. *Ранняя космология.* Космология началась тогда, когда человек начал спрашивать: что находится за горизонтом и что произошло до самого раннего события, которое я могу помнить? Способом узнать это являлся опрос тех людей, кто путешествовал очень далеко, и они сообщали то, что они видели, а также то, что им рассказывали люди, которых они встречали вдали, о еще более отдаленных странах. Подобным образом, дед рассказывал внуку о своей молодости и о том, что его дед рассказывал ему и т. д. Но информация становилась возрастающе не достоверной с удалением стран и времен.

Возрастающая потребность знаний об очень отдаленных странах и очень ранних временах удовлетворялась людьми, которые притворялись, что могут дать правильную информацию о самых отдаленных странах и о наиболее ранних временах. Когда их спрашивали, откуда они все это знают, они часто отвечали, что имеют непосредственный контакт с богами и приобретают откровения о строении Всей Вселенной и о том, как она была сотворена. А некоторым из этих пророков верили большие группы людей, и мифы о сотворении и строении Вселенной были приняты как существенные части религий.

В ранних мифологиях весь мир обычно считался вечным. Это по существу означало, что когда боги «создали» мир, они навели порядок в

начальном хаосе. В странах Средиземноморья и Западной Азии предполагалось, что сотворение произошло несколько тысяч лет назад, в то время как в Индии шкала времени намного грандиознее. В некоторых странах время измерялось в Калпах или в днях Брагмы, а одна Калпа равна 4 или 5 миллиардам лет. А Брагма жил 100 лет, каждый состоящий из 365 таких дней.

2. *Космология и наука.* Очень давно стало очевидным, что для понимания космологии важно было изучать небесные явления. Рост науки и философии, особенно в Египте и Греции, несомненно повлиял на представления о строении Вселенной. Прежде всего, было решающим мышление Пифагора.

Открытие того, что музыка может быть понята с помощью простых математических соотношений, и развитие геометрии ознаменовали новую эру в философии и науке, а также сильно повлияли на мышление Платона и Аристотеля.

3. *Система Птолемея.* Система Птолемея была одним из результатов этого. В каком-то смысле, ее основным принципом является то, что в мире, сотворенном богами, должен быть величественный порядок в основной структуре — если даже очевидны прискорбные локальные беспорядки. Согласно пифагорейцам самой «совершенной» из всех геометрических фигур является окружность, а самым «совершенным» из всех твердых тел является шар.

Следовательно, Земля должна быть круглым диском или шаром, окруженным некоторым числом кристаллических сфер, на которых расположены планеты и звезды. Далее, самым совершенным движением было равномерное движение. *Следовательно*, кристаллические сферы должны вращаться с равномерной скоростью.

4. *Сотворение Ex nihilo (из ничего).* Рост монотеистических религий означал, что один из богов стал более важным, чем другие, он стал Богом. Он также стал важнее, чем материальный мир. Он один был вечным: весь мир был второстепенной структурой, сотворенной Им. В Библии сотворение продолжается одну неделю и имеет характер приведения в порядок предсуществующего хаоса. Но вскоре сотворение получило значение произведения мира ex nihilo: Бог достаточно могущественный, чтобы сотворить весь мир лишь произнося магические слова или по своей воле.

В философии Аристотеля материальный мир был «непроизведенным и неразрушаемым». Но в средневековые времена это представление было изменено и было введено сотворение ex nihilo, по суще-

ству святым Томасом, который перемоделировал философию Аристотеля в соответствии с требованиями духовной доктрины (см. Зингер, 1959).

5. *Сравнение с наблюдениями.* В некотором отношении космология Птолемея казалась подтвержденной наблюдениями: самая дальняя от центра кристаллическая сфера, на которой были закреплены звезды, по-видимому, двигалась с постоянной скоростью. Это было как раз тем, что и следовало ожидать, потому что эта сфера была самой дальней от центра, самой близкой к Богу и, следовательно, самой божественной. К сожалению, теория не так хорошо согласовалась с наблюдательными результатами, когда она была применена к планетам, включая Солнце и Луну. Солнце и Луна иногда двигались больше к северу, иногда к югу, и такая планета, как Юпитер, иногда изменяла направление своего движения на обратное по отношению к звездам.

Очевидно, что-то было неправильно. Но основные принципы — равномерное движение и совершенные геометрические фигуры — были священными и не могли быть оставлены, если даже они были в противоречии с наблюдениями. Взамен была выдвинута остроумная идея: планеты были непосредственно закреплены не на кристаллических сферах, а на небольшом круге — эпицикле, который двигался с равномерной скоростью с центром, закрепленным на кристаллической сфере. Некоторое время эта теория казалась многообещающей. Но более точные наблюдения скоро наглядно показали, что это было неправильно. Были сделаны возрастающе сложные новые дополнения к системе, и можно очень хорошо понять то, что сказал известный астроном Король Кастилии Алфонс X: «Если бы я присутствовал во время сотворения, я мог бы дать мудрый совет». Но в то же время, как система становилась более сложной, она становилась также более священной.

6. *Мифический подход против научного.* Система Птолемея была вначале очень привлекательной теорией, но в течение столетий она развивалась в священную и твердую структуру, неспособную объединить новые открытия. Причиной этому явилось то, что в основном подход был не научным, а мифологическим*.

Основными ее компонентами были совершенные геометрические фигуры и равномерное движение. Идея построения систем мира на таких общих принципах представляла великий прогресс, потому что ранее

* Это семантический вопрос — называть ли мифом модель, вначале исходящую из «божественного вдохновения», если даже она включает в себя элементы философии и математики. Некоторые несомненно предпочли бы назвать ее, например, «а priori метафизикой».

обычно верили, что события в мире управлялись волей или прихотями богов. Система Птолемея не ставила обязательно вопрос о том, что небесная система создана Богом, но она утверждала, что она должна была вести себя в соответствии с определенными принципами философии и математики, которые было возможно анализировать и понимать.

Философия Пифагора имела логическую красоту, которая вполне могла быть названа «божественной». Чисто теоретическим мышлением теоретики требовали открыть те принципы, согласно которым действовал Бог при сотворении мира. И когда эти принципы были бы найдены, мир *должен* был быть построен согласно им. Наблюдения реальности в действительности не были необходимы. Система была основана на божественном вдохновении. Если Галилей утверждал, что он видел небесные тела или солнечные пятна, которые не должны были существовать, то это его телескоп был ошибочным, а не система Птолемея.

7. *Система Коперника.* Под ударами более точных наблюдений система Птолемея была заменена системой Коперника. Истинное значение этого превышает замену геоцентрической системы гелиоцентрической системой — последняя могла быть развита таким образом, чтобы она была способной поглотить новый эмпирический материал, доставленный Тихо Браге и многими другими. В руках Галилея, Кеплера и Ньютона она превратилась в космологию, которая первоначально не была основана на каком-либо предвзятом философском или математическом принципе. Вместо этого она была эмпирическим синтезом, кратким изложением всех, когда-либо проведенных астрономических наблюдений. Это привело к открытию новых основных законов природы, которые хорошо согласовывались с наблюдаемыми движениями небесных тел и действительно были проще и даже красивее, чем старые законы. Но важно отметить, что эти законы не являются священными. Когда стало очевидным, что механика Ньютона не применима к атомам, она была распространена на эту область посредством квантовой механики.

Разница между мифом и наукой является разницей между божественным вдохновением или «лишенной помощи причиной» (как пишет Бертран Рассел), с одной стороны, и теориями, развитыми в наблюдательном контакте с реальным миром, с другой стороны: Ньютон говорил: «Гипотезы non fingo».

8. *Победоносная наука.* Прошло более двух столетий, пока победа науки над мифом в области небесной механики распространилась в области биологии.

В нашем столетии научный подход распространился также на другие области, которым раньше он был чужд, такие, как происхождение жизни и функционирование человеческого мозга.

9. *Новые мифы.* Однако это не означает полную и ясную победу здравого смысла и науки над мифом. Действительно, сегодня мы являемся свидетелями антинаучного отношения к космологии и возрождения мифа. Эта тенденция может иметь несколько причин, но в некотором отношении самая интересная, а также самая опасная угроза исходит из самой науки. И в истинно диалектическом смысле это лишь триумф науки, освободившей силы, которые сейчас снова, кажется, строят мифы более мощные, чем наука.

Одним из самых красивых результатов науки была *специальная* теория относительности. Она существенным образом основана на эксперименте Майкельсона-Морли и теории электромагнетизма Максвелла, которая сжатым образом описывает все результаты изучения электрических, магнитных и оптических явлений. Уже выраженная в обычной трехмерной декартовой системе координат специальная теория относительности является красивой теорией, но *математическая* красота ее обоснований определенно возрастает, когда она выражается в четырехмерном пространстве.

Этому факту придавалось огромное значение. Утверждалось, что «Эйнштейн открыл, что пространство является четырехмерным», что является очевидной бессмыслицей. Но это утверждение имело огромное рекламное значение. После одного или двух десятилетий пропаганды четырехмерный мир стал чрезвычайно популярным, особенно, когда люди узнавали, что четвертое измерение не время, а время умноженное на $\sqrt{-1}$.

Для большинства людей это невозможно было понять. Действительно, чтобы понять глубокий смысл этого представления, требуется значительная математическая интуиция — и еще немного интуиции, чтобы понять, что это главным образом математический жаргон, часто очень обворожительный и вдохновляющий, но в действительности без глубокого значения для изменения наших представлений о физической реальности.

Многие люди вероятно почувствовали облегчение, когда узнали, что истинная природа физического мира могла быть понята лишь Эйнштейном и некоторыми другими гениями. Они усердно старались понять науку, но сейчас стало очевидным, что наука представляет собой что-то, чему нужно верить, а не стараться понять. Достаточно парадоксально, что Эйнштейн мог бы пользоваться уважением общественности не за то, что он великий мыслитель, а за то, что он избавил всех от обязанности задумываться.

Вскоре ходким товаром среди популярных научных книг стали те, которые представляли научные результаты, как оскорбление здравого смысла. Чем непонятнее, тем лучше! Вопреки Бертрану Расселу, наука

стала возрастающим образом представляться как отрицание здравого смысла. Граница между наукой и псевдонаукой была стерта. Для большинства людей стало более и более трудным найти какую-либо разницу между наукой и научной фикцией.

10. *Теория относительности.* Но вернемся к теории относительности и ее непосредственному воздействию на ученых. Четырехмерное представление *специальной* теории относительности было довольно невинным. Эта теория была использована и используется в лабораториях каждый день и является существенной для вычисления поведения частиц высокой энергии и т. д. Но физики-экспериментаторы уверены в том, что их лаборатории являются трехмерными и твердо установленными в трехмерном мире и вся элегантность и полезность четырехмерной формулировки не может их заставить верить, что их лаборатории действительно являются четырехмерными.

С другой стороны, четырехмерная формулировка является более важной в *общей* теории относительности. Эта теория является также более опасной, потому что она попала в руки математиков и космологов, которые имели очень мало контактов с эмпирической реальностью. К тому же они применили ее для областей, которые находятся очень далеко, а подсчет размеров на большом расстоянии не очень прост. Многие из этих ученых никогда не бывали в лаборатории или не наблюдали через телескоп, а если даже они это делали, то считали ниже своего достоинства пачкать руки. Они свысока смотрели на физиков-экспериментаторов и наблюдателей, чья единственная работа заключалась в том, чтобы подтвердить далекие от жизни заключения, достигнутые ими, а тех, которые не были в состоянии подтвердить их, считали некомпетентными. Астрономы-наблюдатели оказались под тяжелым гнетом теоретиков.

11. *Общая теория относительности и Вселенная.* Общая теория относительности открыла нам крайне очаровательную возможность. Подобно поверхности Земли, которая не имеет границ, но все же конечна, можно в четырехмерном пространстве иметь «гиперсферу» без каких-либо границ и все же с ограниченным объемом. Эта идея несомненно заслуживает исследования.

Уравнения Эйнштейна допускают тип решений, представляющих Вселенную в состоянии расширения. Некоторые из этих решений имели «сингулярную точку», означающую, что когда-то Вселенная состояла только из одной-единственной точки. От этой сингулярной точки Вселенная начала расширяться так, что позже все ее части отлетели друг от друга со скоростями, которые пропорциональны расстояниям между

ними. Математические решения таких типов казались применимыми к «расширяющейся Вселенной», описываемой знаменитым эмпирическим законом Хаббла. Теперь дорога была открыта для большой новой космологии.

Автором ее был аббат Леметр, который назвал Вселенную, когда она была в сингулярной точке, «l' Atome Primitif». Великим пропагандистом ее был Гамов, и в его версии теория расширения Леметра в настоящее время приписывается к космологии «Большого Взрыва». Ни один из них не впадал в крайность, постулируя, что вся Вселенная когда-то была математической *точкой*. «Начальное состояние» предполагалось как концентрация «всей массы во Вселенной» в одном очень небольшом шаре. Эта масса нагревается до температуры в несколько миллиардов градусов. Когда эта «атомная бомба» взрывается, ее части выбрасываются с относительными скоростями, которые иногда близки к скорости света.

Полагалось, что эта модель, которая очаровательна по крайней мере с некоторых точек зрения, объясняет основную эволюцию и теперешнее строение Вселенной. В действительности, требовалось предсказать:

1. Менее чем через полчаса после взрыва теперешние элементы были образованы с помощью ядерных реакций в очень горячем и плотном веществе.

2. В некоторое время было выработано тепловое излучение, которое при дальнейшем расширении охладилось и должно быть наблюдемо как излучение абсолютно черного тела с температурой 50°K. С пересмотренными значениями расстояний галактик эта температура должна быть понижена до 20°K. (С помощью некоторого числа предположений *ad hoc* (к этому) она конечно может быть уменьшена еще больше).

3. В некоторой поздней стадии расширяющаяся материя конденсировалась для формирования галактик, которые сегодня наблюдаются.

4. Средняя плотность во Вселенной должна быть по крайней мере 10^{-29} г/см³. (Это значение должно быть исправлено для нового определения расстояний галактик).

5. Пятое заключение, которое редко выводится ясно, состоит в утверждении, что состояние сингулярной точки обязательно требует божественного сотворения!

Для аббата Леметра, который был не только большим ученым, но и выдающимся членом Католической иерархии, это было очень привлекательно, потому что оправдывало сотворение *ex nihilo*, которое святой Томас ввел как кредо. Для многих других ученых это явилось большим затруднением, потому что Бог очень редко упоминается в обычной научной литературе. Поэтому вопрос о том, как было произведено сингулярное состояние, обычно не упоминается. Имело место множество

попыток объяснить, как могло быть достигнуто сингулярное состояние из некоторого раннего состояния, подобного нынешнему состоянию во Вселенной, но ни одна из них не кажется удачной.

12. *Большой Взрыв и наблюдения.* Лишь разрабатывая последствия модели, возможно проверить, дает ли она удовлетворительное описание реального мира или нет. Поэтому было совершенно законным посвящение многих работ оценке модели Большого Взрыва. После около полувекковой работы, кажется, назрело время для того, чтобы сделать заключения об обоснованности модели. Они являются обескураживающими (Бербидж, 1971). Модель явно не может объяснить ряд явлений, которые требовалось объяснить, и наблюдения, кажется, не согласуются с теоретическими предсказаниями.

1. Кажется невозможным объяснить образование элементов с помощью процесса Большого Взрыва. Возможно, может быть достигнуто наблюдаемое обилие гелия, но для остальных 90 сложных элементов наблюдаемые обилия неправильны на несколько порядков величины. Следовательно, измеренные космические обилия не дают ожидаемой поддержки теории Большого Взрыва (но они также не опровергают ее).

2. Изотропное микроволновое излучение, которое пропагандисты Большого Взрыва окрестили «3°К излучением абсолютно черного тела» уже выявлено. Сегодняшние наблюдательные данные не находятся в противоречии с представлением о том, что микроволновое излучение является излучением абсолютно черного тела с температурой 3°К, но ее высокочастотный конец еще не совсем хорошо изучен, чтобы подтвердить это представление. Космологи, сторонники теории Большого Взрыва утверждают, что это и есть изотропное излучение, которое они ожидали, вопреки тому факту, что ожидаемое ими излучение должно было иметь температуру в 7 раз большую и, следовательно, плотность энергии в несколько тысяч раз более высокую. (Конечно, для объяснения этого расхождения легко ввести дополнительные эффекты).

В действительности, они утверждают, что существование этого очень «холодного» излучения доказывает, что температура Вселенной однажды была 10 миллиардов градусов (sic!), экстраполяция величины порядка более чем 9. Эта экстраполяция требует, среди многих других вещей, чтобы мы знали состояние Вселенной везде во всех эпохах после Большого Взрыва с такой определенностью, которая позволяет исключить тот факт, что микроволновое излучение было образовано позже. Надо отметить, что существуют также изотропные рентгеновское и гамма-излучения, которые нуждаются в иных объяснениях, и что существует ряд небесных объектов (квазары и т. д.), которые освобождают огромные энергии, что космологи Большого Взрыва не могут понять.

3. Вселенная, как мы ее видим, очевидно *не* является однородной, как требует Большой Взрыв, а состоит из множества галактик. Они должны быть сформированы на какой-то эволюционной стадии Вселенной, но до сих пор из модели Большого Взрыва не была выведена ни одна приемлемая теория образования галактик.

4. Если даже можно утверждать, что галактики представляют собой «локальные» явления, которые не обязательно следует включить в крупномасштабную космологию, еще труднее пренебрегать существованием больших, иногда очень больших, скоплений галактик. Самым затруднительным является то, что далекие квазары ($z = \Delta\lambda/\lambda > 1.5$) расположены исключительно в двух областях, одна недалеко от северного галактического полюса, а другая в южном галактическом полушарии. Следовательно, крупномасштабная изотропия Вселенной, которая является краеугольным камнем в космологии Большого Взрыва, находится в противоречии с наблюдениями.

5. Средняя плотность во Вселенной, согласно наблюдениям, равна 10^{-31} , что более чем в сто раз меньше плотности, необходимой, чтобы Вселенная была замкнутой. Были предприняты интенсивные попытки найти недостающие 99% (были предложены «черные футболы» и «черные дыры»), но не имеется никакого доказательства их существования. Скорее всего имеются противоположные указания. (Уточнение расстояний галактик изменяет как теоретическое, так и наблюдательное значение средней плотности, но не уменьшает расхождение).

Следовательно, наблюдательные результаты (для краткой сводки см. Готт и др., 1974) не дают никаких оснований верить тому, что мы живем в замкнутой Вселенной. Не обязательно это представление несовместимо с Большим Взрывом, но оно дает нам большой выбор. Согласно одному из возможных объяснений микроволновое излучение делается изотропным из-за рассеяния зернами (Викрамасинг и др., 1975; Альвен и Медис, 1977), молекулярным поглощением далекой инфракрасной области или рассеянием Томсона или обратным тормозным излучением. Эти альтернативы сейчас исследуются.

6. Правильность закона Хаббла не может считаться поддержкой для теории, потому что среди бесконечного числа возможных математических решений было выбрано только одно, которое соответствовало закону Хаббла. Более того, последние результаты ставят под сомнение вопрос о том, до каких пределов закон Хаббла действительно справедлив. Было сообщено о возрастающем числе явных отклонений от линейности закона Хаббла. Это серьезное затруднение для модели Большого Взрыва.

Существуют области галактик с систематически различными красными смещениями. Кроме того, существуют пары галактик с сильно от-

личающимися красными смещениями, которые, кажется, показывают, что существуют другие населенные галактики, не подчиняющиеся закону Хаббла. Эмиссионные линии квазара дают красное смещение, которое иногда резко отличается от красного смещения линий поглощения, а попытка объяснить это с помощью поглощения в близких галактиках кажется неудачной.

Большинство космологов согласилось, что величина «постоянной» Хаббла равна $55 \pm 5 \text{ км/сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$, однако, кажется, возрастает число компетентных наблюдателей, утверждающих, что эта величина равна $110 \pm 10 \text{ км/сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ (Линдон—Белл, 1977). Если интерпретировать это буквально, то следует допустить существование двух Больших Взрывов, один $18 \cdot 10^9$, а другой $9 \cdot 10^9$ лет назад.

Резюмируя, можно сказать, что в то время как наша Метагалактика несомненно находится в состоянии расширения, наблюдательные данные не указывают на то, что расширение произошло от одного Большого Взрыва.

Вместо этого, по-видимому, имело место большое число Больших Взрывов, которые вместе привели к наблюдаемому расширению.

Следовательно, по наиболее достоверным сведениям космология Большого Взрыва не находится в согласии с наблюдаемой нами Вселенной. Она может быть приведена в видимое согласие только с помощью ряда *ad hoc* предположений. После всего сказанного она кажется гораздо ближе к мифу, в определенных отношениях того же типа, что и система Птолемея, которая также нуждалась в возрастающем числе *ad hoc* предположений — эпициклах.

Это миф, украшенный софистическими математическими формулами, что делает его более престижным, но не обязательно заслуживающим большего внимания.

13. *Птолемеяевская космология и Большой Взрыв.* Наши наблюдательные знания о Вселенной несравненно более глубоки и богаты в настоящее время, чем в древности. Однако человеческий ум, вероятно, сегодня работает по существу таким же образом, как работал несколько тысяч лет назад, и основной характер наших попыток расширить поле наших знаний также может быть подобен тому, каким он был в прошлые периоды. Космология представляет собой первоначальную сферу изучения: человек пытается изучить области, где факты и предположения обязательно смешиваются. С этой точки зрения интересно сравнивать Птолемеяевскую космологию и космологию Большого Взрыва. Такое сравнение может представлять также некоторый интерес как вклад в социологию науки.

Обе космологии—и Птоломеевская, и Большого Взрыва—исходили из несомненно правильных и крайне красивых философско-математических результатов.

Никто не может изучить Пифагоринскую науку, включающую математическую теорию музыки и теорию правильного многогранника, не будучи под глубоким ее впечатлением. То же самое можно сказать и о теории относительности.

В обоих случаях красивые построения, установленные математическим мышлением, казалось, призывают к дальнейшему развитию и их космологическое применение было естественным. В обоих случаях шаги в этом направлении были довольно произвольными, а их подкрепление фактами было возможно в большой мере «божественным вдохновением». Система Птолемея вместе со сложной системой кристаллических сфер, порождающей «гармонию сфер», не может быть образована от какого-либо предшествующего состояния мира. Она могла быть достигнута только богами, которые были умелыми работниками и художниками. Однако позже наблюдательные факты показали, что даже божественное мастерство не достигло модели, которая была бы в согласии с действительностью.

Подобным образом, теория Большого Взрыва представляет собой только одно из бесконечного числа возможных решений. Если внести наблюдаемую среднюю плотность Вселенной, то в результате получим по существу «плоское» пространство. Это означает, что *согласно наблюдениям видимая нами «Вселенная» могла быть сотворена по существу с обычной трехмерной геометрией* (конечно, используя здесь *специальную* теорию относительности, как в лаборатории). Но принятие этого наблюдательного результата означает, что общая теория относительности теряет свое место как основа космологии.

Как небольшая поправка во многих случаях, она была бы еще интереснее и была бы применима к «черным дырам» (в случае, если они существуют!). Но исчезло бы очаровательное представление о безграничной и, тем не менее, замкнутой Вселенной и вместе с ним большая часть бесспорной философско-математической красоты общей теории относительности. В какой-то мере это прискорбно.

С другой стороны, космологи Большого Взрыва рассказывают нам, что однажды вся Земля, Солнце и планеты и все сто миллиардов звезд в нашей Галактике и, более того, все сто миллиардов галактик, которые могут наблюдаться, вся эта огромная Вселенная были сжаты в один маленький мяч. Существуют разные мнения о размерах этого мяча, но некоторые даже утверждают, что он был меньше головки булавки. Многие *ясно* утверждают, что этот взрыв супер-атомной бомбы был сотворен Богом, большинство же избегает ясного заявления. И все притво-

ряются, что они знают, что произошло в течение первых нескольких секунд — или даже микросекунд — после сотворения.

Если космология Большого Взрыва красива в мыслях математиков, она неясна для большинства людей, если не представлена маскированным образом. Ни один автор научной фикции не посмел бы уверить своих читателей в рассказе, который находится в таком заметном противоречии со здравым смыслом. Но когда сотни или тысячи космологов одевают эту историю в софистические уравнения и вопреки истине утверждают, что эта бессмыслица поддерживается всем тем, что было наблюдеено гигантскими телескопами — кто посмеет сомневаться? Если это считается наукой, то существует противоречие между наукой и здравым смыслом. Космологическая доктрина сегодняшнего дня является антиинтеллектуальным фактором, возможно большого значения.

14. *Космологические основания.* Когда система Птолемея была поставлена под угрозу возрастающим числом наблюдений, которые были неблагоприятны для нее, она среагировала авторитарным образом. Она уже была могущественным основанием, которое стало священным и не допускало каких-либо возражений. Не допускалось даже упоминания о существовании еретических представлений. Коперник жаловался, что было почти невозможно найти какую-либо философскую книгу, которая содержала бы возражения системе Птолемея — в конце концов он нашел ссылку на старую гелиоцентрическую систему Аристарха и не осмелился опубликовать свою работу. Интересно отметить, что современный космолог реагирует, в некоторой степени, подобным же образом. Утверждается, что «современная космология» в настоящее время означает «релятивистская космология», а в учебниках с заглавием «Современная космология» часто трудно найти какое-либо беспристрастное изложение возражений, включая тот факт, что, согласно наилучшим наблюдениям, пространство является плоским и что общая теория относительности по существу не относится к современной космологии. Подобным же образом, на международных конференциях по «Космологии» очень трудно найти даже 10 минут, чтобы задавать вопросы по космологии Большого Взрыва. Преобладающее отношение таково, что все возражения против космологии Большого Взрыва «скрыты под ковром». Такова судьба и Творца, который необходим для производства бомбы Большого Взрыва. Способ, каким образом в последнее десятилетие велась дискуссия о космологии, заставит многих людей верить, что любая критика космологии Большого Взрыва неизбежно служит поддержкой космологий «стационарного состояния» или «непрерывного сотворения». Такая поддержка конечно не может быть установлена на основе современного анализа. Как сейчас в общем признается, космология непрерывного

сотворения решительно несовместима с наблюдениями. Однако многие возражения против космологии Большого Взрыва, которые представили сторонники теории стационарного состояния, правильны и несправедливо пренебрегать ими, как обычно делают ученые, сторонники Большого Взрыва (см., например, Бербидж, 1971).

15. *Наука против мифа.* Так как гипотеза Большого Взрыва неприемлема, возникает вопрос, какую другую гипотезу мы должны поставить на ее место. Ответ прост и ярок: *никакую!*

Большой Взрыв является мифом, возможно замечательным мифом, достойным почетного места в колумбарии, который уже содержит Индийский миф о циклической Вселенной, Китайское космическое яйцо, Библейский миф о сотворении за шесть дней, Птоломеевский космологический миф и много других. Им всегда будут восхищаться за его красоту и он всегда будет иметь некоторое число верующих точно так, как тысячелетние старые мифы. Но мы ничего не добьемся, если попытаемся поставить другой миф на то место, которое сейчас занимает Большой Взрыв. Если даже разукрасим новый миф еще более красивыми математическими формулами.

Научный подход к космологии непременно резко отличается от мифологического подхода. Прежде всего должно быть абсолютно ясно, что, если ученый делает предположение о состоянии Вселенной несколько миллиардов лет назад, то вероятность того, что это предположение является реалистичным, незначительна. Если он берет это предположение как отправную точку для теории, маловероятно, что она будет научной теорией, но очень вероятно, что она будет мифом.

Причиной тому, что было сделано так много попыток угадать состояние Вселенной несколько миллиардов лет назад, вероятно является общее убеждение в том, что давным-давно состояние Вселенной было гораздо более простым, гораздо более регулярным, чем сегодня, в самом деле таким простым, что могло быть представлено с помощью математической модели, которая могла быть выведена благодаря изобретательному мышлению из некоторых фундаментальных принципов. Кроме некоторой неясной и неубедительной ссылки на второй закон термодинамики, кажется, не было дано никакой разумной научной мотивировки для этого мнения. Это мнение, вероятно, происходит от старых мифов о сотворении. Бог основал совершенный порядок и «гармонию» и следует считать возможным найти принципы, которым он следовал, когда это сделал. Он был несомненно достаточно разумным, чтобы понять общую теорию относительности, и если он понял, то почему не должен был сотворить Вселенную согласно ее замечательным принципам?

Принимая как правдоподобное предположение, что состояние Вселенной в прошлом было по существу таким же сложным, как оно есть сегодня, как следует подойти к космологии? Очевидно, таким же образом, как, вероятно, сделал первый человек, до того, как какой-то пророк изобрел миф. Мы должны попытаться выяснить настоящее состояние наших ближайших окрестностей и от этого переходить к более дальним областям и к последовательно более ранним эпохам.

Попытка написать большую космическую драму обязательно приводит к мифу. Попытка позволить знанию замещать незнание в возрастающе больших областях пространства и времени является наукой.

Но мы должны всегда помнить, что чем дальше отправляемся мы отсюда и от настоящего времени, непременно тем более гипотетическим, тем более умозрительным будет наше описание Космоса. Конечно, мы должны попытаться уменьшить умозрительность насколько это возможно. Но полностью исключить ее невозможно — а возможно даже не желательно. Решающее значение имеет то, чтобы подход был эмпирическим, а не мифологическим. Различие между наукой и мифом является различием между критическим мышлением и верой в пророков, различием между „De omnibus est dubitandum“* и „Credo quia absurdum“**.

ЯВЛЯЕТСЯ ЛИ ВСЕЛЕННАЯ ЗАРЯДОВО-СИММЕТРИЧНОЙ?

1. *Симметрия между веществом и антивеществом.* Когда открытие позитрона привело к признанию того факта, что в физике существует симметрия между частицами и античастицами, многие ученые начали спекулировать относительно возможности того, что Вселенная симметрична подобным же образом. Клейн разработал эти идеи в космологическую теорию, которая нашла подтверждение, когда был открыт антипротон. Эта космология, часто называемая «симметричной космологией», пытается ответить на два основных вопроса:

1. Является ли «Вселенная» в настоящее время зарядово-симметричной по отношению к веществу и антивеществу и если так, то где же антивещество?

2. Какая последовательность эволюционных событий привела к настоящему состоянию Вселенной?

Ответом Клейна на второй вопрос является то, что он постулирует такое «оригинальное состояние», когда «Вселенная» — или «Метагалак-

* Все следует распознать (Декарт).

** Я верю, потому что это безрассудно (Тертуллиан).

тика» по его терминологии — была гигантским шаром крайне разжиженной смеси частиц и античастиц. Согласно тому, что мы нашли в части I, такой подход должен быть назван мифологическим, хотя суть его идей может быть сформулирована немифологически. Однако мы не будем обсуждать это здесь, а сосредоточим наше внимание на первом вопросе, относящемся к современному состоянию Вселенной.

Несмотря на то, что зарядово-симметричная Вселенная может привлекать многих ученых, имеется естественно некое нежелание обсуждать теорию, которая обязательно должна привести к полному пересмотру многих теперешних теорий в космической физике. Фактически современный теоретический каркас был унаследован от того времени, когда считалось общепринятым, что вся материя непременно должна быть обычного типа. Предположив, что Вселенная в принципе может быть симметричной, необходимо систематически просмотреть всю астрофизику, чтобы понять какими являются последствия этой симметрии. Здесь мы будем исследовать вопрос о том, совместима ли симметрия между веществом и антивеществом с наблюдениями.

Небесные тела, состоящие из антивещества, излучают тот же самый спектр, что и тела из обычного вещества (koipno-matter), так что невозможно на расстояние определить, из какого типа вещества они состоят. Мы не можем определить каким-либо спектроскопическим методом, например, из чего состоит α Кентавра — из обычного вещества или антивещества. Доказательство за или против существования антивещества должно быть косвенным.

Если мы принимаем принцип симметрии, то мы прежде всего должны делать выбор между следующими *двумя альтернативами*: общий принцип симметрии является совместимым с представлением о том, что наша Галактика состоит исключительно из вещества, а, например, туманность Андромеды, или вообще, *каждая вторая галактика, состоит из антивещества*. Это представление, которое не будет встречать много возражений.

Симметрия, вне области космологии, в этом случае, в некотором узком смысле, не будет очень важным свойством. Однако в то же время эта альтернатива лишает нас возможности рассмотреть аннигиляцию как источник энергии взрывов Амбарцумяна, или QSO, вспышек гамма-излучения и других драматических освобождений больших количеств энергий.

Здесь мы примем предположение, что зарядовая симметрия *между веществом и антивеществом имеет место даже внутри каждой отдельной галактики*. Поэтому в этой части настоящей статьи мы полностью воздерживаемся от какой-либо ссылки на космологию и ограничиваем наше обсуждение современным состоянием нашей Галактики. Нам

представляется возможным, что в нашей Галактике должны существовать области из антивещества, которые равны областям из обычного вещества. Области, состоящие из разных типов вещества, должны быть отделены слоями Лейденфроста, которые могут быть очень узкими и ненаблюдаемыми на расстоянии.

Из космических исследований в магнитосфере и межпланетном пространстве мы знаем, что существуют узкие слои, которые разделяют пространство на области с различной намагниченностью, и на основании этого заключается, что пространство в общем имеет *ячеистую структуру*. Этот результат может помочь преодолеть психологический барьер, препятствующий признанию симметричной теории. Возможность того, что каждая вторая звезда в нашей Галактике состоит из антивещества, обсуждается ниже, и показывается, что это представление не противоречит каким-либо наблюдениям. Так как большинство звезд, по-видимому, окружено планетными системами такого же строения, как наша собственная, заключается, что столкновения между кометами и антизвездами (или антикометами и звездами) могут быть довольно частыми. Такие столкновения привели бы к явлениям такого же типа, как наблюдаемые космические вспышки гамма-излучения. Возможным доказательством симметричной космологии является непрерывное рентгеновское фоновое излучение. Также многие из наблюдаемых мощных освобождений энергии в Космосе вероятно должны быть обусловлены аннигиляцией.

2. *Крах однородных моделей в космической физике.* Еще несколько десятков лет назад межпланетное, межзвездное и межгалактическое пространство в общем рассматривалось как почти пустые области, заполненные чрезвычайно разреженным и почти однородным газом или плазмой со шкалой высот порядка расстояний между небесными телами. Космические исследования показали, что эта картина принципиально неверна. Магнитные измерения показали, что в магнитосфере (на расстоянии примерно 10 земных радиусов) магнитное поле может менять свое направление на 180° на протяжении всего лишь одного или нескольких радиусов Лармора, что на много порядков меньше расстояния от Земли (фиг. 1). Аналогичные поверхности разрывов были най-

Фиг. 1. Противопоставление ранних теорий пространства, как разреженной однородной среды, современным наблюдениям «ячеистой структуры», согласно которой пространство обычно состоит из множества магнитных «отсеков», содержащих плазму различных свойств.

дены в хвосте магнитного поля и в солнечном ветре, в межпланетном пространстве. Кроме того, исследования полярных сияний показали, что

в магнитосфере (типично на расстоянии одного земного радиуса) имеются тонкие электростатические слои разрыва непрерывности, с падением напряжения в несколько сот или тысяч вольт на расстояниях порядка длины Дебая (что составляет 10^{-7} расстояния до Земли). Эти и другие аналогичные соображения заставляют нас отказаться от простых однородных моделей.

3. *Ячеистая структура пространства.* Новая картина (Альвен, 1968, 1975, 1978), возникшая в результате этих и других открытий, состоит в том, что магнитосфера и межпланетное пространство не заполнены совершенно однородной средой, а обладают *ячеистой* структурой, в которой существуют поверхности разрыва, разделяющие пространство на множество отсеков. Намагниченность, электрический потенциал, плотность и температура часто резко отличаются на двух сторонах такой поверхности.

Хотя имелись некоторые ранние спекуляции о существовании таких разрывов, но обнаружить их и исследовать их свойства не было никакой возможности до тех пор, пока космические исследования сделали возможными измерения в месте их нахождения. Даже сейчас практически не имеется возможности обнаружить магнитный разрыв непрерывности на расстоянии, поскольку он не испускает какое-либо наблюдаемое излучение. С другой стороны, электростатические разрывы могут быть обнаружены на некотором расстоянии, поскольку они производят анизотропное распределение частиц.

Мы знаем, что ячеистая структура характерна для тех областей пространства, которые достижимы космическими кораблями, но так как подобные структуры не могут быть обнаружены на расстоянии, мы не имеем никакой определенной информации относительно более удаленных областей. Нет никаких причин полагать, что их существование ограничено только теми областями пространства, куда сегодня уже проникли космические корабли, и так как мы начинаем понимать, каким образом они формируются, мы можем с большой уверенностью утверждать, что *межзвездное пространство и межгалактическое пространство должны, вообще говоря, обладать подобной ячеистой структурой.*

4. *Ячейки с веществом и антивеществом.* Легко видеть, насколько важным является открытие ячеистой структуры пространства для обсуждения вопроса об антивеществе во Вселенной. Требование симметрии выполняется, если Метагалактика или даже наша собственная Галактика разделены на множество ячеек, половина из которых содержит обычное вещество, а половина — антивещество. Ячейки с веществом различного типа должны быть отделены друг от друга слоями Лейден-

фроста—тонкими слоями разрыва непрерывности, содержащими высокоэнергетические электроны и позитроны, возникающие при аннигиляции протонов (или других ядер) на поверхности раздела фаз (фиг. 2).

Фиг. 2. Слой Лейденфроста, разделяющий область антивещества от области обычного вещества.

Теория таких слоев была в последнее время развита Ленертом (1977), который показал, что в космических условиях они должны иметь толщину, равную около 10^{10} см или примерно одной стомиллионной доли светового года. Основная причина этого состоит в том, что при аннигиляции возникает своеобразный «сток» вещества и антивещества, что приводит к градиенту давлений в плазме, который уравнивается силой от электрических токов в плазме и магнитного поля. Эта сила отталкивает друг от друга две противоположные области плазмы, а интенсивность аннигиляции существенно уменьшается вплоть до достижения некоторого квазистационарного равновесия. Так же, как и соответствующие слои в магнитосфере и межпланетном пространстве, такой слой очень трудно обнаружить без проникновения в него космического корабля. Испускаемое им в процессе аннигиляции излучение на много порядков слабее, чтобы можно было его обнаружить современными измерительными устройствами. Таким образом, не исключено, что вещество и антивещество могут гармонически сосуществовать во Вселенной при некоторой системе разделения пространства на отсеки. Это не противоречит наблюдаемым условиям.

5. *Строение Солнечной системы.* С помощью вышесказанного попытаемся нарисовать картину нашей симметричной Галактики. Легко видеть, что в нашей собственной Солнечной системе все тела должны состоять из обычного вещества (Солнце, планеты, спутники планет и по крайней мере большинство комет и метеорных тел). Мы можем, вероятно, не исключать возможность, что некоторые метеорные тела состоят из антивещества, но до сих пор попытки доказать это не были успешными. Относительно комет, примерно 10^{10} или 10^{11} из которых, как предполагается, расположены в «кометном резервуаре», на расстоянии 10^{16} — 10^{17} см от Солнца (Оорт, 1950, 1951; Эпик, 1970), нет пока никаких указаний на то, что хотя бы одна из них состоит из антивещества, однако мы не можем исключить, что несколько из них являются «антикометами». Солнечный ветер, который, разумеется, состоит из обычного вещества, проникает так же далеко, как и космические корабли, но достигает ли он кометного резервуара или какой-либо его части,— предмет спекуляций (фиг. 3). Даже если мы примем, что вся материя в сфе-

ре с радиусом 10^{17} см вокруг Солнца состоит из обычного вещества, то следует отметить, что это составляет лишь несколько процентов расстояния до ближайших к нам звезд (см. фиг. 3). Следовательно, имеется пространство для слоев Лейденфроста, отделяющих область, где до-

Фиг. 3. Шкала расстояний. Кометный резервуар, окружающий планетную систему. Разделение между веществом вокруг нашего Солнца и антивеществом вокруг соседней антивезды.

минирует Солнце, от областей, принадлежащих другим звездам. Мы не находимся в противоречии с наблюдательными фактами, если утверждаем, что одна или более из ближайших к нам звезд состоит из антивещества. Если мы утверждаем, что каждая вторая звезда в нашей Галактике состоит из антивещества, то не имеется никакого способа доказать или опровергнуть это утверждение. Каждая звезда в нашей Галактике должна быть окружена областью, содержащей вещество того же типа, что и сама. Топология разделяющих слоев Лейденфроста представляет собой интересную проблему, которая еще должна быть исследована.

Чтобы доказать, что в нашей Галактике не может быть антивещества, было выдвинуто множество косвенных аргументов. Мы обсудим их в разделе 10.

6. *Кометные резервуары.* Если половина звезд в нашей Галактике состоит из антивещества, то мы должны исследовать вопрос: что происходит, когда звезда и антивезда проходят близко друг от друга? Вероятность столкновения двух звезд чрезвычайно мала. Несколько большей будет вероятность столкновения между звездой и планетой, состоящей из вещества противоположного типа, если обе звезды, подобно нашему Солнцу, окружены планетными системами, включая кометные резервуары. Но гораздо более вероятным представляется столкновение с участием комет из резервуара. Так как считается, что резервуар содержит до 10^{10} — 10^{11} комет, то существует значительная вероятность того, что комета столкнется со звездой противоположного типа.

Необходимо заметить, что в процессе сближения двух звезд слой Лейденфроста, разделяющий две области с плазмой противоположных типов, может двигаться таким образом, что значительное число комет окажется находящимся внутри разреженной плазмы противоположного типа. От этого эффекта не следует ожидать каких-либо примечательных явлений.

Если две звезды проходят на таком расстоянии друг от друга, что ни одна из них не проникает в кометный резервуар другой, то гравитационное возмущение может оказаться еще достаточно сильным, чтобы выбросить некоторые кометы из резервуара в межзвездное пространство. Оценка скорости разрушения кометного резервуара Оорта взаимо-

действием с близкими звездами была получена Нежинским (1976), согласно которой нижний предел периода полураспада кометной системы за счет кумулятивного разброса составляет величину порядка 10^9 лет или порядка возраста Солнечной системы. Следовательно, мы должны ожидать, что существует некоторое число блуждающих комет, таких, что звезда может столкнуться с кометой, возможно, из вещества противоположного типа, даже если она и не проникает в кометный резервуар другой звезды.

7. *Соударение между твердым телом и звездой.* Мы нашли, что для обсуждения важным является тот случай, когда твердое тело кометных размеров (1—10 км) падает на звезду, состоящую из вещества противоположного типа. Предположим, что звезда подобна Солнцу и окружена подобной же структурой. Когда комета находится вне сферы с радиусом около 5—8 солнечных радиусов, то нагрев тела за счет аннигиляции гораздо меньше, чем нагрев за счет солнечного излучения. Внутри этого предела аннигиляция становится доминирующим источником тепла, но еще довольно слабым даже в короне. Драматические явления должны наблюдаться не раньше достижения телом хромосферы и фотосферы.

Скорость тела, когда оно достигает поверхности звезды, подобной Солнцу, имеет величину порядка 10^8 см/сек. Поскольку шкала высоты в солнечной атмосфере порядка 10^7 см, то постоянная времени соударения будет порядка 0.1 сек. Вероятно, что ударяющееся тело очень быстро делится на осколки. На поверхностях раздела фаз между каждым осколком и солнечной атмосферой в результате аннигиляции, по-видимому, будут иметь место мощные взрывы. По всей вероятности, возникнет некоторое число пузырьков, состоящих из чрезвычайно горячей намагниченной плазмы релятивистских электронов и позитронов, произведенных аннигиляцией ядер (фиг. 4). Эти пузырьки будут выбрасы-

Фиг. 4. Тело из антивещества, падающего на звезду из обычного вещества. Образование области аннигиляции и выброс релятивистской плазмы.

ваться из звезды, и по мере того, как они будут покидать более плотную область, они будут испускать некоторый спектр рентгеновского и гамма-излучений. Необходимо заметить, однако, что первичное гамма-излучение от аннигиляции ядер будет в значительной степени поглощено, а не испущено. Детали этого процесса соударения в настоящее время исследуются Томпсоном (1978).

8. *Вспышки гамма-излучения.* Наблюдения, выполненные с помощью искусственных спутников «Вела», привели к открытию наиболее примечательного явления, называемого вспышками гамма-излучения.

(Винцент, 1976; София и Ван Хорн, 1974; Метцгер и др., 1974; Клябесадел и др., 1973). В течение времени, равного всего одной минуте или даже меньше, принимается вспышка рентгеновского и гамма-излучений в диапазоне энергий от 2 KeV до 5 MeV , которая показывает флуктуации интенсивности длительностью до 0.01 сек (фиг. 5). Имеются серь-

Фиг. 5. Космическая вспышка гамма-излучения с продолжительностью главного признака в 25 сек (Аполлон 16, Метцгер и др.).

зные причины полагать, что эти вспышки приходят из расстояний, меньших чем 500 световых лет, то есть из нашей местной области в Галактике. Если принять эту оценку, то освобождаемая энергия в источнике должна быть порядка 10^{36} — 10^{37} эрг . Причем не имеется никакой определенной ассоциации с каким-либо пекулярным объектом (т. е. сверхновой, пульсаром или рентгеновской вспыхивающей звездой).

Из этих наблюдений можно сделать заключение, что из-за быстрых изменений протяженность источника излучения не может быть более 0.01 световой секунды или $3 \cdot 10^8 \text{ см}$, что менее 1% радиуса обычной звезды (типа Солнца) и сравнимо или даже меньше, чем размеры обыкновенного солнечного пятна. Предполагая, что 1 — 10% от полной освобождаемой энергии испускается как рентгеновское и гамма-излучения, мы находим, что вся энергия должна быть порядка 10^{38} эрг . Это эквивалентно полной аннигиляции тела с массой 10^{17} г , что соответствует твердому телу, протяженностью несколько километров (около размеров обычной кометы). Эта картина, полученная нами из наблюдений, вполне совместима с нашей картиной падения кометы на звезду, состоящую из вещества противоположного типа.

Это отождествление находит себе дальнейшее подтверждение в частоте событий (около одного события за каждые два месяца), которая совместима с ожидаемой частотой столкновений между звездами и кометами в нашей окрестности. Разумеется, этот подсчет неопределен до одного или двух порядков величины.

Спектр некоторых вспышек гамма-излучения был измерен (фиг. 6).

Фиг. 6. Энергетический спектр вспышки гамма-излучения на фиг. 5 (Аполлон 16, Метцгер и др.).

Теория столкновений кометы со звездой еще не настолько развита, чтобы возможно было сравнение с наблюдениями.

Полная длительность события составляет, в общем, полминуты. Это представляет собой полное время, требуемое для фрагментации и аннигиляции кометы, когда она падает на звезду. Трудно сказать, насколько эта оценка является разумной.

9. *Другие небесные объекты, выделяющие большие количества энергии.* Если даже столкновения комет со звездами являются наиболее частыми событиями, которые мы ожидаем наблюдать в нашей Галактике, они не могут представлять более, чем лишь малую долю полной освобождаемой энергии в симметричной галактике. Должно наблюдаться значительно больше вспышек с более низкой энергией, и новейшая аппаратура, имеющаяся на шарах-зондах, может подтвердить эту теорию. Однако полная масса кометного резервуара составляет, возможно, лишь несколько масс Земли и ничтожно мала по сравнению с полной массой планет или самого Солнца. Следовательно, в галактиках могло бы происходить воистину огромное количество вспышек энергии, связанных со столкновениями планета—звезда и звезда—звезда. Действительно существует большое число небесных объектов, таких, как галактики типа N, Сейфертовские галактики, или квазизвездные объекты, которые показывают освобождение огромных энергий, часто быстро изменяющихся. Необходимо систематически исследовать вопрос о том, получают ли все они или некоторые из них свою энергию с помощью аннигиляции.

10. *Возражения против существования антивещества.* Любое серьезное обсуждение такого кардинального пересмотра космической физики, которое неизбежно потребует принятия концепции антивещества, встречает сильное сопротивление со стороны сторонников старых, укоренившихся теорий. Был выдвинут целый ряд и более конкретных возражений (Стейгман, 1976а). Большинство из них представляет собой категорические утверждения, либо неявным образом основанные на однородных моделях, либо основанные на непонимании, а часто связанные с теориями, в которые сами авторы глубоко верят.

Например, когда Клейн первым обсудил гипотезу о существовании антивещества, было утверждено, на основе измеренного верхнего предела интенсивности космического гамма-излучения, что лишь крайне малая доля вещества в нашей Галактике могла бы состоять из антивещества. Этот вывод зависел от модели: авторы предполагали, что обычное вещество и антивещество обязательно должны образовать некую однородную смесь. Так как однородные модели становятся, по-видимому, все более и более устаревшими и поскольку космическая плазма, по всей вероятности, отделена «слоями Лейденфроста», это возражение теряет силу.

Другое возражение (Стейгман, 1976б) состоит в том, что источником энергии мощно излучающего объекта не может служить аннигиляция, так как наблюдается очень слабое или вообще не наблюдается жесткое гамма-излучение, связанное с аннигиляцией. Этот вывод

опять-таки зависит от модели. Если аннигиляция возникает при падении твердого (или газообразного) объекта на звезду, состоящую из вещества противоположного типа (см. фиг. 4), то аннигиляция протекает на поверхности раздела фаз. Аннигиляция нуклонов может, вообще, происходить так глубоко в звездной атмосфере и частично экранироваться ударяющим телом, что первичное гамма-излучение аннигиляции окажется поглощенным, вместо того, чтобы быть испущенным. С другой стороны, электроны-позитроны, которые рождаются (в присутствии солнечных магнитных полей), могут сформировать горячие облака намагниченной плазмы, которые извергаются из Солнца, прежде чем они излучают свою энергию в пространство.

Кроме того, как возражение против существования антивещества приводится факт отсутствия линии гамма-излучения с энергией 0.5 MeV (Стейгман, 1976б). Это возражение снова зависит от модели. Линия с энергией 0.5 MeV испускается лишь тогда, когда электронно-позитронный газ охлаждается до нерелятивистских энергий, что в космических условиях может случиться редко.

Конечно, мы далеки от последовательной модели того, что происходит при столкновениях между телами различного типа, но уже сейчас очевидно, что категорические возражения против аннигиляции как основного источника энергии основаны на некоторых туманных и не очень правдоподобных моделях (Карлквист и Лаурент, 1976а).

Еще одно возражение, зависящее от выбранной модели, касается отсутствия античастиц в космических лучах низких и средних энергий. Это возражение зависит от предположения о существовании магнитного поля в межпланетном пространстве, которое полностью нам неизвестно. Кроме того, магнитное поле, связанное со слоем Лейденфроста, может экранировать космические лучи низких и средних энергий.

Резюмируя, можно сказать, что идея зарядово-симметричной Вселенной, конечно, находится в разительном разногласии с некоторыми теориями в космической физике, однако до сих пор не обнаружены никакие противоречия с какими-либо наблюдательными фактами.

11. *Фоновое непрерывное рентгеновское излучение.* Облака намагниченной релятивистской электронно-позитронной плазмы, которые покидают область столкновения в нашей модели, не могут быть задержаны звездой, и они покинут также галактику. Поэтому мы можем надеяться обнаружить релятивистские продукты аннигиляции в межгалактическом пространстве, где они, по-видимому, живут очень долго. Они будут взаимодействовать с обычным световым излучением звезд и с помощью обратного компонент-эффекта переносить световые кванты в область энергий $K\epsilon V$. Согласно Карлквисту и Лауренту (1976б) это вполне

приемлемое объяснение фонового непрерывного рентгеновского излучения, которое было открыто и исследовано в последние несколько лет. Предполагая, что основная потеря энергии электронов и позитронов обусловлена синхротронным излучением, Карлквист и Лаурент находят, что спектр генерированных частиц (обусловленный нуклонной аннигиляцией) преобразуется в стационарный спектр (как видно на фиг. 7).

Фиг. 7. Теоретический энергетический спектр электронов-позитронов от аннигиляции протон-антипротон. Сплошная линия — результирующий спектр, пунктирная линия — спектр стационарного состояния.

Обратный компонент-эффект между релятивистскими электронами и позитронами с этим энергетическим спектром и обычным звездным светом приводит к испусканию рентгеновского излучения, имеющего спектр, показанный на фиг. 8.

Фиг. 8. Сравнение наблюдаемого спектра фона рентгеновского излучения и того же спектра, вычисленного для обратного Комpton-эффекта между обычным звездным светом и продуктами аннигиляции.

Согласие между вычисленным и наблюдаемым спектрами является примечательным, принимая во внимание, что теория не содержит какого-либо подгоночного параметра (кроме полной интенсивности). По измеренной интенсивности можно вычислить плотность аннигиляционных электронов в межгалактическом пространстве, а результат вычислений равен 10^{-9} см^{-3} в интервале энергий $10-10^2 \text{ MeV}$. Полагается, что средняя плотность в Метагалактике («Вселенной») составляет 10^{-7} нуклонов в см^{-3} . Это означает, что наблюдаемая плотность электронов и позитронов в межгалактическом пространстве должна быть результатом аннигиляции на протяжении веков по крайней мере 1% полного количества вещества. Нет ничего очевидно ошибочного в этой цифре, однако вопрос о том, как она может быть связана с общей зарядово-симметричной космологией, остается открытым.

12. *Антивещество и космология.* В предыдущих разделах мы почти исключительно обсуждали роль антивещества для современного состояния Вселенной. Однако существование антивещества имеет решающее значение в космологии, поскольку зарядово-симметричная Вселенная неминуемо эволюционирует иначе, чем Вселенная, содержащая только обычное вещество.

Когда Клейн начал исследовать следствия из зарядово-симметричной Метагалактики (это более корректный термин, чем «Вселенная»), его основной целью было дать альтернативу теории Большого Взрыва.

Модель Клейна эволюции Метагалактики находится в противоречии с теорией Большого Взрыва, в результате чего на протяжении всего периода космологической дискуссии, когда господствовала теория Большого Взрыва, идеи Клейна и их дальнейшее развитие не привлекли к себе большого внимания. Однако сейчас, когда популярность теории Большого Взрыва падает, из-за ее расхождений с наблюдательными данными, для подхода Клейна скорее достоинство, что он противоречит этой теории.

Модель эволюции галактики Клейна является существенно однородной, начиная с очень большой сферы, содержащей однородную смесь вещества и антивещества. Как и все однородные модели, она должна быть заменена неоднородной. Обсуждение вопроса о том, каким образом это сделать, завело бы нас слишком далеко, но, по-видимому, основываясь на общих принципах Клейна, можно получить вполне приемлемую картину эволюционной истории нашей Галактики.

13. *Физика элементарных частиц и космическая физика.* Детальные теории взаимодействия вещества и антивещества в космической физике зависят от сотрудничества между физикой элементарных частиц и космической физикой. По-видимому, в настоящее время такого сотрудничества фактически не существует. Кажется это обусловлено тем фактом, что физики, занимающиеся элементарными частицами, сосредоточивают свой интерес на явлениях в области энергии GeV , в то время как в космической физике основной интерес представляют явления, относящиеся к области энергий eV или в редких случаях области KeV . Поэтому области наших исследований отличаются на 5 или 10 порядков величины, и, очевидно, трудно перебросить мост через эту пропасть.

Благодарность. Мне хочется поблагодарить профессора Н. Герлофсона за критику и мистера Джеймса Винсента за помощь в редактировании этой рукописи.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Alfvén H.*, 1965, *Rev. Mod. Phys.*, **37**, 652.
Alfvén H., 1966, *Worlds-Antiworlds*, Freeman, San Francisco.
Alfvén H., 1968, *Ann. Geophysique*, **24**, 361.
Alfvén H., 1971, *Physics Today*, **24** (2), 28.
Alfvén H., 1975, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **257**, 179.
Alfvén H., 1978, in *Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere*, ed, B. Hultqvist and L. Sterflo, Plenum, New York.
Alfvén H., *Klein O.*, 1962, *Arkiv Fysik*, **23**, 187.
Alfvén H., *Mendis A.*, 1977, *Nature*, **266**, 698.

- Bonnevier E.*, 1964, *Arkiv Fysik*, **27**, 310.
Burbidge G., 1971, *Nature*, **233**, 36.
Wickramasinghe N. C. et al., 1975, *Astrophys. Space Sci.*, **35**, L9.
Vincent J. R., 1976, TRITA-EPP-76-12, Royal Institute of Technology, Stockholm.
Gott J. R. et al., 1974, *Astrophys. J.*, **194**, 543.
Ekspong A. G., Yamdagni N. K., Bonnevier B., 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 664.
Carlqvist P., Laurent B., 1976a, *Nature*, **262**, 821.
Carlqvist P., Laurent B., 1976b, *Nature*, **260**, 225.
Klebesadel R. W. et al., 1973, *Astrophys. J.*, **182**, L85.
Klein O., 1966, *Nature*, **211**, 1337.
Laurent B. E., Söderholm L., 1969, *Astron. Astrophys.*, **3**, 196.
Lehnert B., 1977, *Astrophys. Space Sci.* in press.
Lyndon-Bell D., 1977, *Nature*, **270**, 396.
Metzger A. E. et al., 1974, *Astrophys. J.*, **194**, L19.
Nezhinskij E. M., 1976, *IAU Symposium No. 45*, p. 335.
Oort J. H., 1950, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **11**, 91.
Oort J. H., 1951, *Observatory*, **71**, 129.
Öpik E. J., 1970, *The Moon*, **1**, 487.
Singer C., 1959, *A Short History of Scientific Ideas*, Oxford.
Sofia S., Van Horn H. M., 1974, *Astrophys. J.*, **194**, 593.
Steigman G., 1976a, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*
Steigman G., 1976b, *Nature*, **262**, 821.
Teller E., 1966, in *Perspectives in Modern Physics*, ed. R. E. Marshak, Interscience, New York, p. 449.
Thompson W., 1978. University of California, San Diego, private communications.



Fig. 1. Jets from the barred spiral galaxy NGC 1097. Photographs by Arp with 4-m CTIO reflector, processed by Jean Lorre at the Image Processing Laboratory of the Jet Propulsion Laboratory. Note two jets and two counter jets emanating from nucleus.

EJECTION FROM GALAXIES AND GALAXY FORMATION

HALTON ARP

Hale Observatories, Carnegie Institution of Washington and
California Institute of Technology, USA

In 1961 I started to collect photographs for the *Atlas of Peculiar Galaxies* (Arp, 1935). During the years of that project, I studied the photographs taken with the 5-meter reflector at Palomar and became convinced that an outstanding and surprising characteristic of galaxies was that they ejected luminous matter. These conclusions did not meet with acceptance by my colleagues. In those days I thought I was the only one who believed in ejection of ponderable matter from galaxies. You can imagine my excitement, then, and pleasure to finally chance upon V. A. Ambartsumian's account in the 1958 Solvay Conference (Ambartsumian, 1958). I have always felt the deepest admiration for the clear, logical way in which Ambartsumian argued out the existence of ejection in galaxies in those early days. He had only the then recently completed *Palomar Sky Atlas* for photographic evidence, but in my opinion, he arrived at all the correct and important conclusions.

Vorontsov-Velyaminov (1957, 1975) also supported these ideas in the early days, and in much more recent times van der Kruit, Oort, and Mathewson (1972) have invoked an ejection mechanism to explain protospiral arms in the spiral galaxy NGC 4258. But right from the beginning there has also been great resistance to these ideas.

Astronomers who were at the 1958 Solvay Conference have told me that most of the participants felt that Ambartsumian's contribution was incomprehensible and that it met with general disbelief. Yet at the Copernican celebration of the I. A. U. in Poland in 1973, one prominent older astronomer expressed to me his opinion that Ambartsumian had indeed turned out to be completely correct in his 1958 Solvay contribution.

Even today, however, there seems to be a schizophrenic attitude in astronomy toward ejection. On the one hand, most astronomers accept ejection in principle; but on the other hand, most astronomers prefer, in practice, to write papers about Newtonian gravitation and how it explains

certain selected configurations. There is no doubt the value of calculations by Toomre and Toomre (1972) of the gravitational effect which two galaxylike objects will have on each other if their differential velocity is modest. Nevertheless, there are a whole host of important configurations which are clearly ejection phenomena. Undoubtedly astronomers shy away from these cases because they seem to involve physical processes which they do not understand. I view these cases, however, as unique opportunities to learn something new and important about physical laws in the Universe. It is my perception that Ambartsumian was never frightened away from the consequences of observations and reasoning. In that spirit I will try to present in the following pages evidence which demonstrates the widespread importance of ejection in the morphology, evolution, and formation of galaxies.

One final introductory comment concerns the picture of the jet in M87, first published in 1918 by Heber Curtis. That is certainly a clear-cut example of ejection from a galaxy nucleus and has been more or less accepted as such by astronomers. In a way, then, we could say that the essential evidence has been in front of us since that time. But, like the sphericity of the Earth, the heliocentric planetary system, and many other important historical changes of concept, it seems to require one or a few persons first to grasp the significance of the observations. They make rudimentary interpretations and eventually spur others to make further observations and demonstrations which transform the phenomenon finally into conventional wisdom. I hope that the observations and arguments presented in this article will increase understanding and acceptance of those first bold, dramatic concepts which Ambartsumian put forward more than 20 years ago.

EJECTIONS IN SPIRALS

There are various kinds of observations which give evidence on different aspects of what is being ejected in spirals. They are enumerated below with some pictorial evidence and references, and are discussed altogether in the end paragraphs where some general models are proposed.

1. In the *Atlas of Peculiar Galaxies* (Arp, 1965), No. 188 shows a spiral that has suffered some recoil effect and a long, sharply bounded filament reaching away from a disturbed section of a spiral arm. Other *Atlas* spirals that show ejection particularly clearly are 186, 191, 194, 195, and 200. I would remark that in NCG 3561 (*Atlas* 105) Ambartsumian originally noted the ejection coming southward out of the E galaxy (Ambartsumian's knot). There appears to be a huge plume of ma-

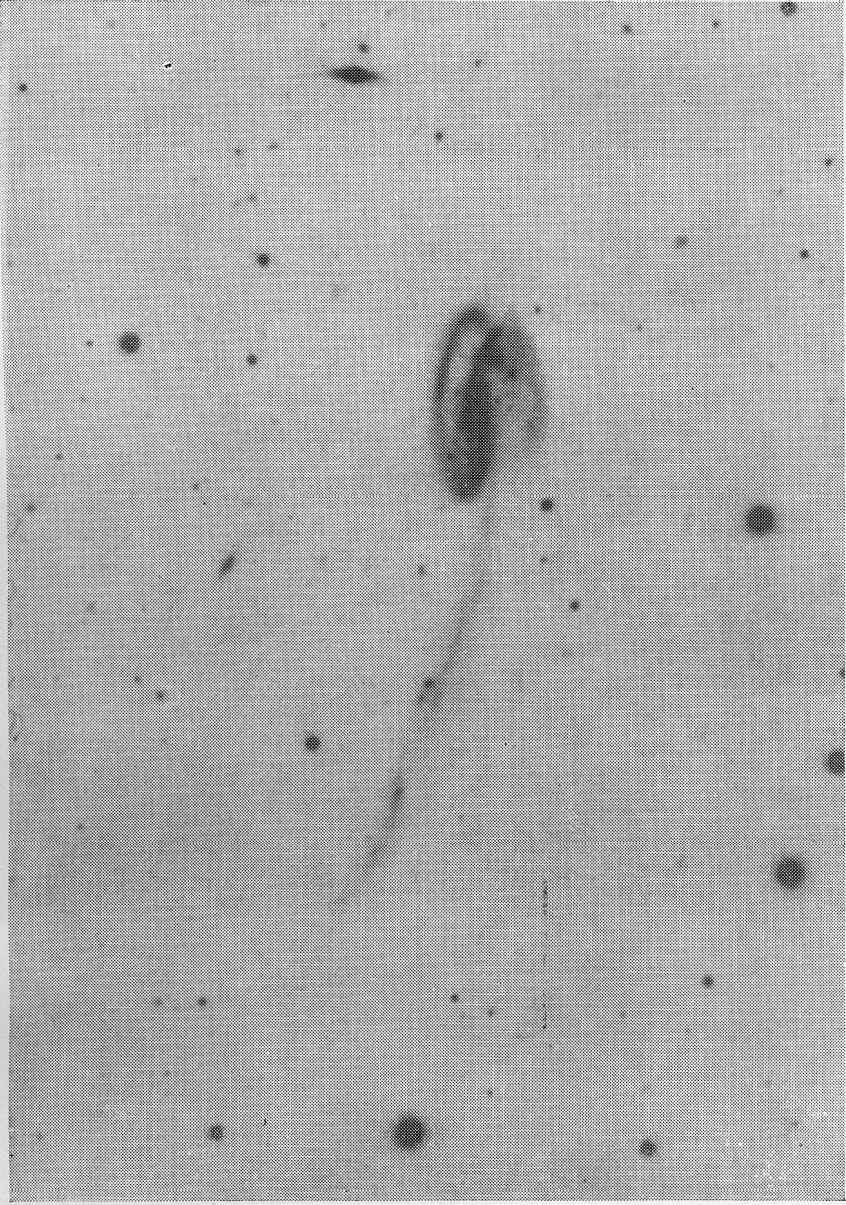


Fig. 2. Spiral galaxy designated Vorontsov-Velyaminov 29 (Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies). Photograph from Arp's Atlas of Peculiar Galaxies, Number 188. Example of long ejected filament.

terial coming out of the spiral to the north (Arp, 1972a). I would suggest, however, that the ejection may not take place from the spiral but instead represent material punched out of the spiral by the counter ejection in the elliptical.

2. *NGC 1097*. Pictured here in the frontispiece is a barred spiral with a hot spot nucleus (Sersic and Pastoriza, 1965). Wolstencroft and Zealey (1975), discovered two jets emerging from it on the U. K. Schmidt southern IIIa-J survey. Arp (1976a) showed the existence of one counterjet and that all three jets originated directly from the center of the galaxy. In the picture shown here, Jean Lorre (1978) has processed the photographs with techniques developed at the Jet Propulsion Laboratory in Pasadena, bringing out a second counterjet, long and faint and almost opposite to the first dog-let jet. So now we have clear and unmistakable evidence that a sharply collimated ejection has taken place in opposite direction from the nucleus of NGC 1097 and that at some perhaps slightly different time a similar opposite ejection has taken place at a somewhat different angle, causing the phenomenon of "X" jets.

Three other points that this galaxy establishes are of great importance. One is that there are luminous condensations near the end of the jet with the right angle which look like galaxies. Wolstencroft and collaborators are studying these objects, but they have not yet revealed any identifying spectroscopic characteristics. Even at this stage the results show, however, the confined matter has been ejected from the nucleus and not simply diffuse plasma. Second, the ejection in NGC 1097 is undoubtedly visible because it went off exactly in the plane of the galaxy. Similar ejections may occur in many spirals but not leave tracks because they are slightly out of the plane. Third, the ejections are revealed as either extremely well collimated or the tracks of extremely compact bodies.

3. *NGC 4319 and Markarian 205*. Deep photographs by Arp (1971) showed the almost stellar Markarian object to be connected back with the NGC 4319 nucleus by a faint luminous filament. Because of the redshift disparity between the two objects, Lynds and Millikan (1972) argued that the connection wasn't there, and, if it were there, that it was a background, edge-on galaxy. But, aside from the improbability of that circumstance, the connection looked not at all like an edge-on galaxy on the Arp plates. Perhaps most important, if Markarian 205 is a background object, there is nothing to explain the disrupted nature of the spiral NGC 4319 (Arp, Pratt and Sulentic 1975). Both spiral arms in NGC 4319 are being disrupted, the northern one torn off at its root. It's

quite non-sensible, in my opinion, to attribute the disruption of NGC 4319 to anything other than the ejection of the compact, but in this case rather large, peculiar object Markarian 205.

4. *Radio Observations in and around Spiral Galaxies.* The most direct radio observations of ejection from spiral nuclei, of course, are the protospiral arms emerging from the spiral galaxy NGC 4258 (van der Kruit, Oort and Mathewson, 1972). Here the optical evidence of H_2 in emission confirms the existence of these young spiral arms as well. It is obvious from the radio maps that there are radio emissions near the extensions of these protoarms which well may be related. In addition, Valtonen (1977) has identified a pair of radio sources that are paired exactly across NGC 4258 and which he argues are ejected from that galaxy. Actually, there are radio observations of other galaxies which would lead us to expect exactly this situation. In the nucleus of NGC 4736, a triple radio source is revealed (van der Kruit, 1971; de Bruyn, 1977). It is obviously a central source that has just ejected sources out to either side, as in the classical ejection pattern. On a fast time scale, 3C120 (Seielstad, 1974) and 3C273 and 3C279 (Cohen et al., 1977) and on a slower time scale all the extended double lobed radio sources are good examples. What happens as time goes on in NGC 4736? If the ejection is in the disk, clearly a symmetrical ejection disturbance will be observed further out, as in NGC 4258; and, if strong enough and closely enough in the disk, possibly escaping jets much further out, as in NGC 1097, would be expected.

The question of whether there are detached radio sources that are associated with spirals in their immediate vicinity has been debated. Tovmassian (1938) and Arp (1973) have claimed radio sources are associated with spirals, and Valtonen (1977) claims some are aligned across spirals. Others claim there are no statistically significant associations (see Willis, 1976). My own opinion is that there are clearly radio sources associated with certain spirals like NGC 7331, NGC 4151, NGC 4258, and others. Those radio sources may be short-lived, but they have obviously arrived outside the spirals by the same mechanisms in spirals that are observed to eject radio material from their nuclei. The mechanism of ejection in spirals is undoubtedly related to the mechanism of radio ejection from elliptical galaxy nuclei, a well-accepted phenomenon. That there exists ponderable material associated with this radio material which originate inside spirals and is ejected out into the general neighborhoods of spirals can be seen from the following evidence,

5. *Companion Galaxies to Spirals.* It was originally discovered that smaller companion galaxies were associated with spirals in such a way as to suggest that they had arisen by an ejection process from the central spiral (Holmberg, 1939). It was pointed out (Arp, 1939) that especially disturbed companion galaxies seemed to be associated with spirals. Now a systematic study of nonequilibrium companions around spirals and in control fields (Sulentic, Arp and di Tullio, 1978) shows that Sb and Sc spirals have a physically associated retinue of such nonequilibrium companions. Their distribution is along the minor axis, confirming exactly Holmberg's original result that companions in general are distributed along the minor axis of the central spiral. It will be a complex and difficult argument for the conventional picture as to whether orbital interactions in a coeval cloud of companions can account for such an observed distribution. The best explanation still seems to me to be Holmberg's original suggestion that the companions were ejected isotropically but could get out of the spiral only if they were not ejected in the plane. Arp (1939) later argued that the companions attempting to emerge in the plane actually accounted for that class of galaxies called spirals with companions on the ends of arms (prototype M51).

6. *Radio Sources Paired Across Galaxies.* An investigation of the kinds of galaxies located between apparent pairs of Parkes radio sources was reported in *Astrofizika* (Arp, 1938a). It was shown that spirals fell most often at the center of pairs of radio sources, some of which were optically identified with compact objects like quasars. It was concluded in that paper that the spirals tended to eject quasars (which are after all, one kind of radio source) as opposed to the ellipticals tendency to eject peculiar or active *galaxy* companions. Leaving aside for the moment the question of redshift discrepancy, this is evidence which will be later used in attempting to understanding the difference between spiral and elliptical ejecta.

7. *Our Own Galaxy—The Milky Way System.* It has long been known (van Woerden, Rougoor and Oort, 1957) that there is strong activity in the center of our own spiral Galaxy. The expanding 3 *kpc* arm in the interior probably represents some recent ejection event as well as the many observed molecular cloud red shifts and blue shifts. One author who has studied our Galaxy carefully has concluded that the whole Galaxy is expanding outward as a result of an event in the center (Clube, 1978). The Magellanic Clouds form a typical double-interacting or nonequilibrium companion galaxy, connected to our own Milky Way System by a filament of material which is commonly observed around

the bright Sb, Sc spirals with companions. The outstanding feature of the Magellanic Clouds is the large amount of *recent* star formation. But, since the regions in which these young stars presently find themselves are of very low density, it is difficult to see how they could have condensed in situ. I conclude the Magellanic Clouds have recently expanded from a more compact body.

EJECTIONS IN ELLIPTICALS

The giant elliptical galaxies seem to be an order of magnitude more massive than the spirals. Arp and Bertola (1971) estimate the mass of M87 at $10^{13} M_{\odot}$. The extended radio lobes, which are associated with about 7% of all elliptical galaxies, are much stronger than any radio sources that may be associated with spirals. It is necessary, therefore, to look at the possible differences in the material which is ejected.

1. *Virgo A—Ejection from M87.* The radio observations indicate ejection from the center of M87 out along the direction of the jet and the counterjet (Arp, 1967). In contrast to the enormous outer extent of M87 (nearly 3 million light years across the outer diameter), the jet, counterjets, and radio material originate from an active center in M87 that is only of the order of 3 light months across (Cohen et al., 1969). The jet itself is known to exhibit a blue continuum spectrum, which is believed to be optical synchrotron radiation. There are six major condensations in the jet, each of which is unresolved or partially resolved at about the $1/2$ arc sec level (de Vaucouleurs, Angione and Fraser, 1968). Figure 3 of the present paper shows how image processing demonstrates the small discrete nature of the luminous optical objects emerging from the M87 center (Arp and Lorre, 1976).

Arp and Sulentic (paper in preparation) show that knots in M87 meet all the defining characteristics of BL Lac objects (such as flat radio spectrum, polarization, variability, and featureless spectra). Since BL Lac objects are closely related to quasars, we conclude that the knots at this stage in their development are also closely related to quasars. The knots themselves are radio sources.

The crucial aspect of what is further out along this line of ejection in M87 will be treated in the final discussion, but it is intended at this point only to emphasize that the knots being ejected are relatively small and very compact. This cannot be too surprising since the nucleus from which they have so recently emerged is extremely small and dense. Because of the increased stellar dispersion observed very close to this nucleus, Sargent, et al. (1978) were led to postulate the existence of a

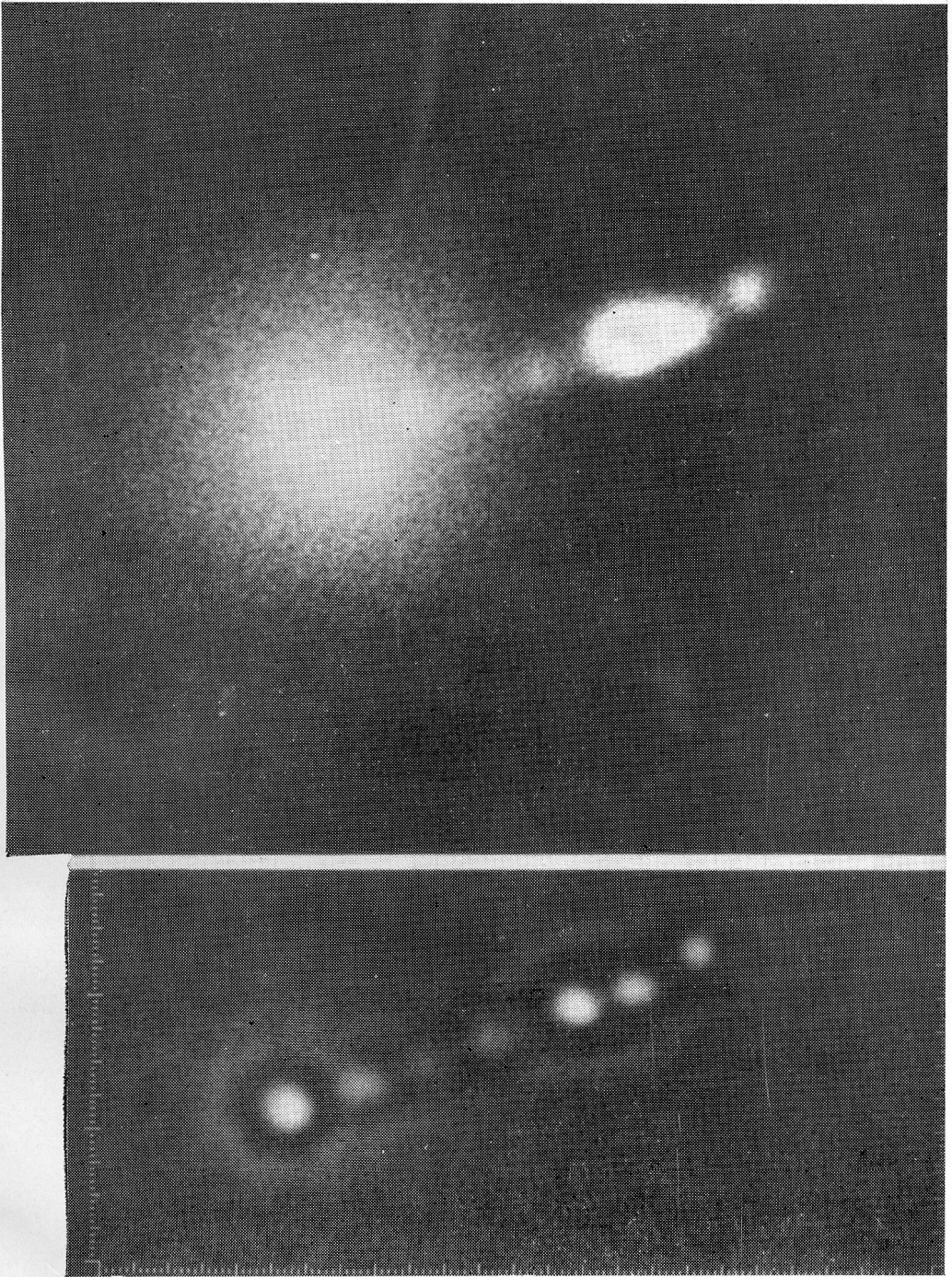


Fig. 3. The jet in M87 (Radio Source Virgo A). Top picture fine grain emulsion exposed with 5-*m* Palomar reflector. Bottom, same picture resolution enhanced from Arp and Lorre (1976).

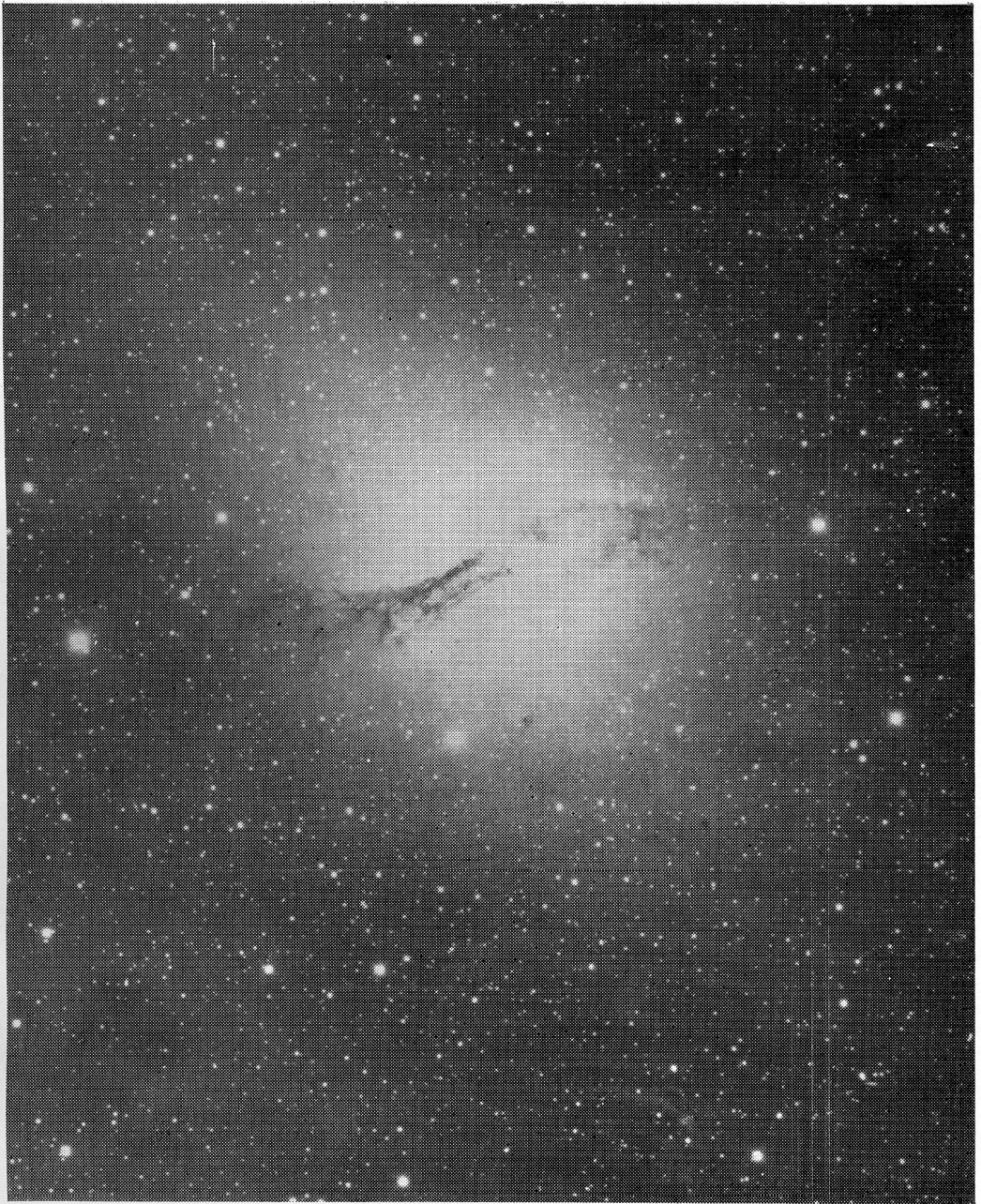


Fig. 4. The giant E galaxy NGC 5128 (Radio Source Centaurus A). Photograph by John Graham with 4-*m* CTIO reflector.

black hole at the center of M87 (the nucleus is also an X-ray source). In turn, this suggests that the slingshot mechanism (Rees and Saslaw, 1975) whereby three black holes orbitally disrupt, one flying off in one direction and two in the other, might be a possible ejection mechanism for M87. The objection is obvious, however—that we could not readily account for six condensations all flung out successively along the jet as observed. Moreover, since the phenomenon observed in compact nuclei is generally one of ejection and expansion, it would seem more natural to consider this as generalized white-hole activity and view it as evidence in favor of the conformal gravity physics of Hoyle and Narlikar (1974) and Narlikar (1977).

2. *Cen A—Ejection from NGC 5128.* The distinction of being the first radio source discovered goes to Cen A (Bolton, Stanley and Slee, 1949). Like Virgo A, the source galaxy turns out to be among the most giant ellipticals and has several additional peculiar features when compared to the average elliptical.

The photographs of NGC 5128 portrayed in positive form in Fig. 4 presents more information on this giant, peculiar elliptical galaxy than has been previously available. The exposure was made on a fine grain IIIa-J plate by Blanco et al. (1975) with the new 4-meter reflector at the Cerro Tololo Inter-American Observatory. Simply by studying this photograph it is possible to come to four important conclusions.

(a) In this long exposure it can be seen that the outer isophotes of the main bulge of light are slightly elongated in the northeast-southwest direction. This confirms the original discovery of Hugh Johnson (1963) that the faintest surface brightness features in NGC 5128 are elongated along this line. This line is the direction of the axis of rotation as determined by Burbidge and Burbidge (1959). This line is also approximately the direction of current ejection in the radio source Cen A, as judged from the radio isophotes.

(b) Also visible in the photographs, clearly for the first time, are small absorption features. They are in the form of small clouds and filaments silhouetted against the main body of the galaxy. This is a very unusual and provocative result for an elliptical galaxy that normally supposed to be composed almost exclusively of older, redder stars and negligible amounts of gas and dust.

(c) Of course, the large dust feature bisecting the face of NGC 5128 has long been a well-known feature. The picture shown here, however, enables the following argument to be made for the first time: It is now seen that the dust cannot be a peripheral band, as was argued at one time, because its character changes drastically at the center of the galaxy

image. A silhouetted, peripheral dust band such as seen in edge-on spiral galaxies would simply exhibit uniform absorption across the face of the picture. Therefore the main dust feature in NGC 5128 must be somewhat tubelike and go through the center of the galaxy. We can see that the western end of this tube has very reduced contrast, undoubtedly because of the overlying volume of stars from the spherical stellar population of the galaxy. This is apparently the end which is on the other side of the galaxy from us. The eastern end of the dust jet emerges toward us with increasing contrast as it becomes silhouetted against the background galaxy with fewer intervening stars. Therefore we conclude that the dust jets are more or less elongated features originating in the nucleus and proceeding out in opposite directions. As such, the feature undoubtedly has an ejection origin from the nucleus, as is borne out by the turbulent appearance of the dust clouds which make up this striking feature. John Graham has argued (paper in press) from other observations that the band is peripheral. I personally feel, however, the arguments presented above are the more powerful.

(d) A narrow luminous filament can be seen just on the northeast edge of the main bulge of light. This is one of the two filaments which show more strongly in hydrogen-alpha emission and which are discussed in the following paragraphs.

These filaments are interpreted as ejection tracks of material originating in the nucleus of the galaxy, and, if they are such, they represent direct observational evidence for the actual process of ejection as opposed to the more plentiful evidence on results of ejection.

(e) Pictures with a hydrogen-alpha interference filter of NGC 5128 reveal narrow hydrogen emission filaments proceeding from the inner regions northward directly toward one of the outermost radio lobes which bracket this galaxy (Blanco et al., 1975). Figure 5 shows the northeast side of the galaxy with sharp, bright filaments in close to the main body and lower surface brightness filaments further out. Figure 6, also adopted from the Blanco et al. paper, shows magnified views of two filaments.

The critical aspect of these filaments is their extreme narrowness. The inner, brighter filament is about 2 arc min long but at the most only 7 arc sec wide and shows elongated substructure less than 2 arc sec wide. The outer filament is about 8 arc min long and similarly has some long subfilaments of less than 1.5 arc sec . Adopting a distance to NGC 5128 of 5 Mpc (Burbidge and Burbidge, 1959) the widths of these filaments come out in the 30 to 40 pc range. This compares very well with the minimum width of filaments in NGC 1097 of 200 pc .

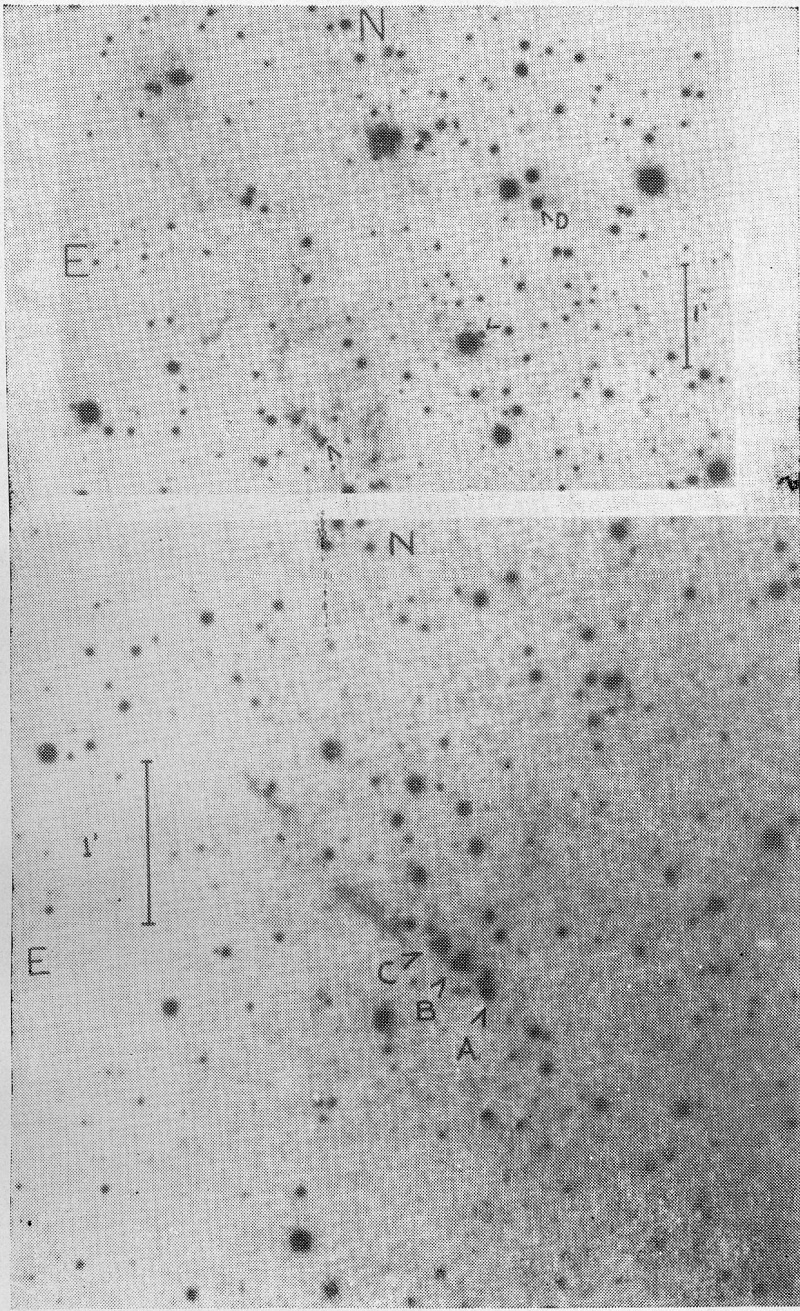


Fig. 6. Magnified view of filaments in Figure 5.

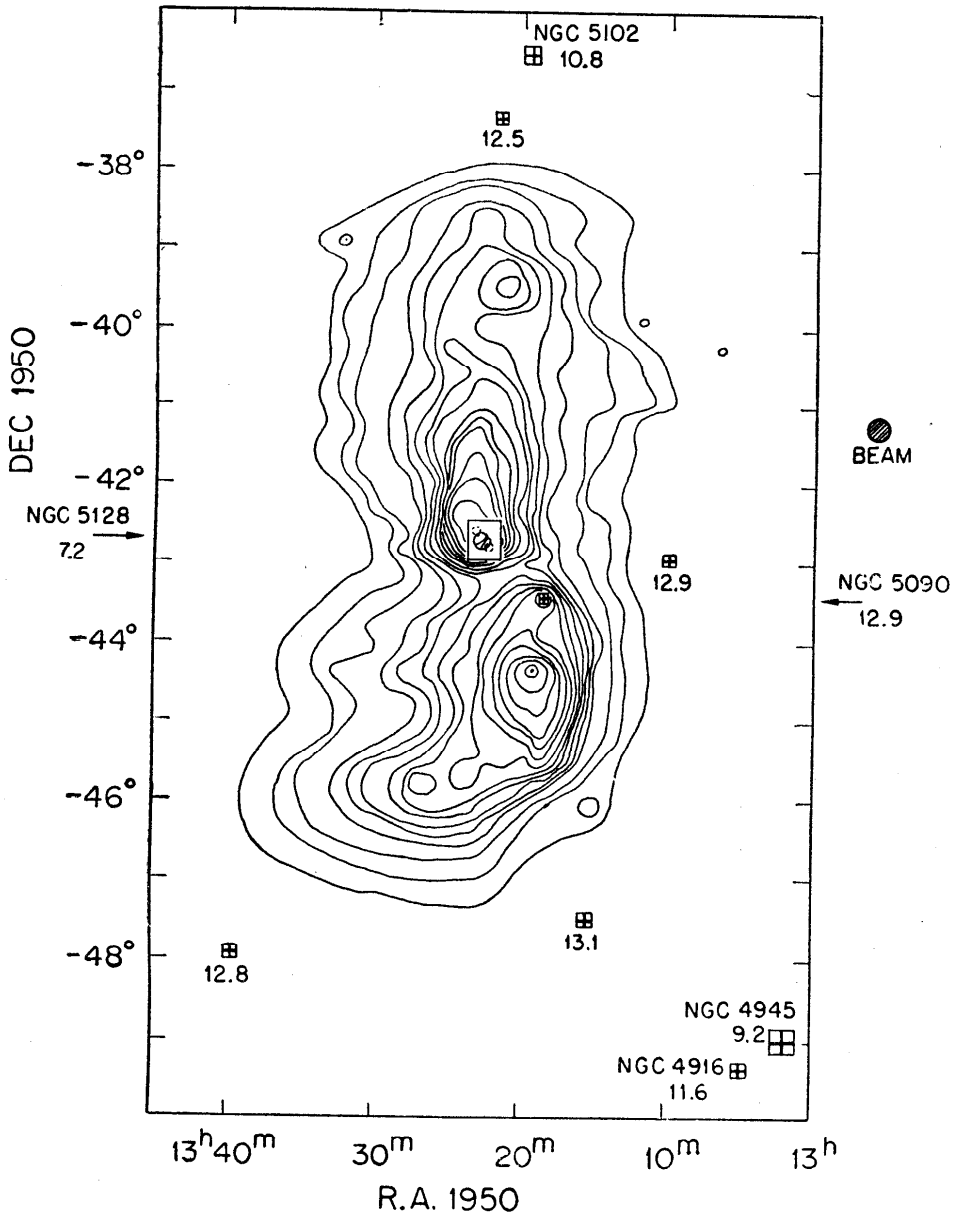


Fig. 7. Radio map of NGC 5128 region adopted from Cooper, Price and Cole (1965). Note position of higher redshift, peculiar radio source NGC 5090 plus other moderately bright galaxies in vicinity (apparent magnitudes beneath square symbol). Box in center represents area photographed in Figure 4.

We might argue that such long straight filaments were not condensations that could be caused by any kind of reasonable perturbations exterior to the galaxy. We might also argue that these filaments do not represent a likely trajectory for infalling material. But the most direct argument, I believe, has to do with the presence of the extended radio sources on either side of the galaxy. Figure 7 shows the radio emission recorded at 1410 MHz by the Parkes antenna (Cooper, Price and Cole, 1965).

This line of reasoning means simply that the outer radio lobes in NGC 5128 must have arisen as the result of some event in the nucleus of the galaxy. Since action at a distance is unpalatable in macroscopic physics, we must conclude that some physical entity passed from the nucleus to the outer lobes. The emission filaments now give the observational evidence for the passage of this entity. Since the tracks are so narrow, they compel the conclusion that the ejected body or bodies had a relatively small cross section. As we have seen, a maximum size is about 30 to 40 pc , but the actual size was probably much smaller. We conclude this by reasoning that the tracks must have expanded from an initially even narrower state. This is true regardless of whether the material in the tracks is emitted from the ejected body as it passes outward or whether the track represents a condensation in a gaseous medium already present in the outer regions of NGC 5128. In the later case, either a gravitational impulse or a pressure impulse along the track of the ejected body might initiate condensation — but, since the condensation is observationally not self-gravitating, it would eventually reexpand and dissipate at a larger than original size.

We must have surely been prepared for the initial smallness of the ejecta, however, since it has been clear for a long time that the active centers inside E galaxies are very small. In the interior of NGC 5128, about $1/2$ the radio emission in the galaxy comes from a region about 0.001 $arc\ sec$ in diameter and is presumably the dense site from where the X-rays originate. Naturally, and physical body emerging from these nuclei would have to be no more than the order of size of the active nucleus and, hence, initially very compact in the terms we have been using. In passing we might comment that this emerging body would necessarily have to represent an extraordinary state of matter to be able to expand from dimensions of the order of light months to dimensions of the order of a compact galaxy 1.000 light years, a normal galaxy 100.000 light years, or the dimensions of extended radio lobes of 10 million light years. In the past, Ambartsumian has referred to matter in such states as "superdense".

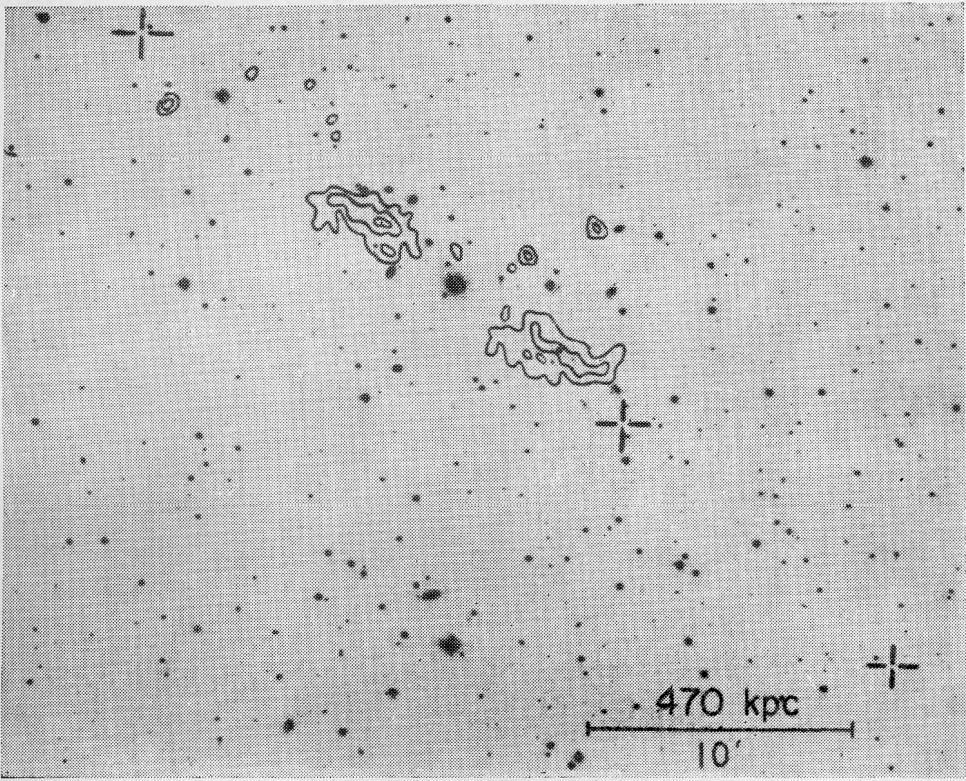


Fig. 8. Radio map superposed on Palomar Schmidt photograph of B2 0924+30. From Ekers, Fanti, Lari and Ulrich.

The important new observational results on the filaments north of NGC 5128, however, give observational confirmation of the expected smallness of the initial ejecta. The question now arises as to whether we can use these new observational results to gain more insight into the nature of the ejection process.

3. *B2 0924 + 30*. There are number of radio galaxies with aligned radio lobes that are finally now being investigated with deep photography in order to try to discover faint luminous objects associated with the outer radio emission (Tyson and Saslaw, 1977). But only one case will be discussed here because this one case is so clear and, together with the previous Cen A and Vir A cases, gives compelling evidence for the ejection of, at least initially, compact bodies from elliptical galaxies.

Figure 8 shows the radio maps around the Bologna radio source B2 0924 + 30. The maps are extracted from the work of Ekers, Fanti, Lari and M. H. Ulrich (1975). The extended radio lobes on either side of the central E galaxy define a direction of ejection. Very accurately along this line are there compact radio sources. The authors quote the chance of accidentally finding this configuration as 10^{-5} . The nearest of the compact radio sources to the southwest of the central galaxy is a blue stellar object of apparent magnitude around $V = 21.5$ mag. Arp (1976b) has measured it to be a quasar with redshift $z_{em} = 2.02$, $z_{abs} = 1.95$.

INTERPRETATION OF EJECTION IN TERMS OF GALAXY FORMATION

The examples so far discussed represent only a sample of the most obvious cases but, as discussed in the introduction, already make it very clear that galaxies eject matter. With observational material that has been discussed in the two previous sections, I hope to have also established the next most important point; namely, that galaxies eject matter in a compact state. In order to come from small, active nuclei, this material must be initially compact, and this is exactly what the observations demonstrate.

The next step is to consider what these compact bodies evolve into. Since we are dealing with unconventional objects and processes, we must search for a completely empirical answer. That search must consist of trying to identify a range of objects which have been ejected and of constructing an evolutionary sequence, if possible.

The crucial point, I believe, is to examine the observed objects in the neighborhood of powerful radio sources and obviously ejecting galaxies. Vir A and Cen A are both, and Figures 9 and 10 show a large

area in the sky around these two giant radio galaxies. It is clear that in the Vir A region all the E galaxies are in a line, and that line coincides with the line of ejection from M87. It is clear that in the Cen A region the brightest galaxies of all morphological types occupy a line and that line again coincides with the ejection axis from NGC 5128. In the Arp (1938b) paper where 14 of the brightest radio sources in bright galaxies were systematically studied, essentially all were found to occur in chains of galaxies, and in most of the cases where radio ejection was defined the line of radio emission coincided with the line of galaxies. There could be no reasonable interaction other than that the galaxies in the line had arisen from an ejection process in the central galaxy.

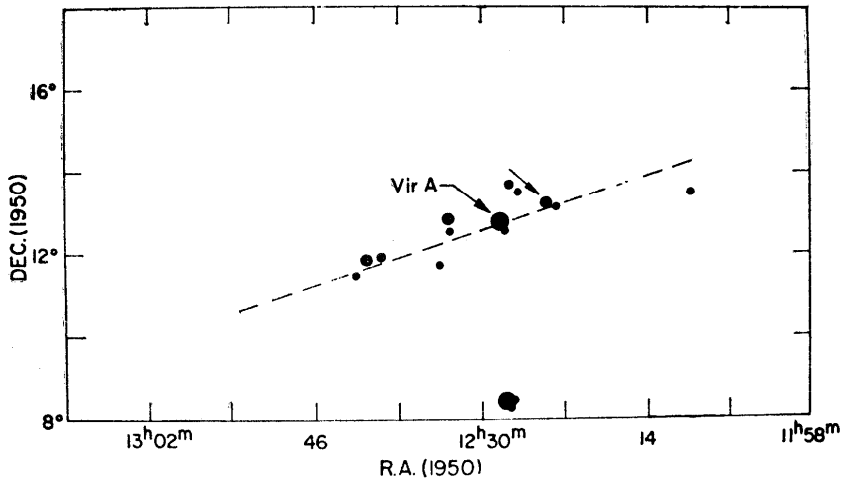


Fig. 9. All E galaxies plotted in region around Vir A (M87). Direction of jet and counterjet shown in dashed line, arrows point to radio sources (Arp, 1968b).

But the galaxies in these lines were not compact. This forced the conclusion that the progenitors of these galaxies had been compact and that they had expanded and evolved into normal galaxies. Compact objects of the kind we have been discussing as ejecta are characteristically active and would be expected to expand into a somewhat more relaxed system. In fact, we would expect, and observe, secondary activity on the part of these ejected bodies on a scaled-down version but very much like that of the initial parent bodies. The picture which emerges then is that initially compact ejected bodies expand and secondarily eject, probably accompanied with gas, dust, and star formation and become small active galaxies. As time goes on they are hypothesized to perhaps grow larger still, but in any case to come more into equilibrium, evolve into more relaxed, older-type galaxies.

This process is envisaged to be similar in principle to Vorontsov-Velyaminov's (1975a, b) "gemination", but with more of an ejection and expansion process than a fissioning process. In specific application, we could say that B2 0924 + 30 with an ejected very compact body would represent the first stage, the galaxies along the NGC 5128 chain which contain spirals and active galaxies (like IC 4296 and NGC 5090) would represent a later stage of evolution. Finally the quiescent E galaxies along the M87 chain would represent the final stages of evolution into an old galaxy.

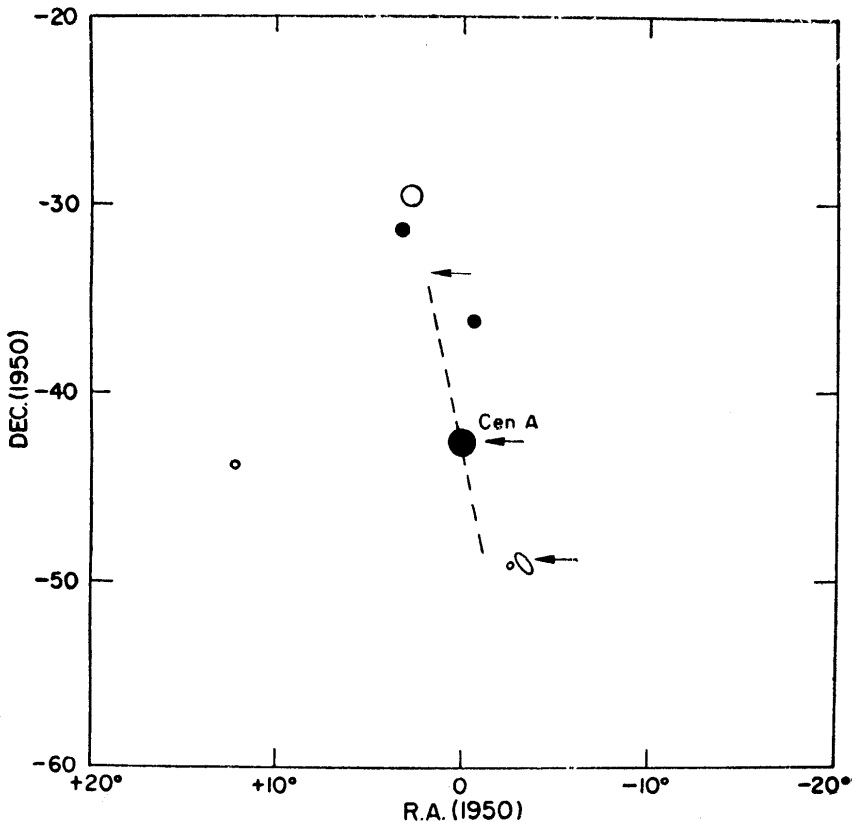


Fig. 10. All bright galaxies in region around Cen A (NGC 5128). Direction of outer radio lobes shown as dashed line, arrows point to radio sources (Arp, 1968b).

A few comments are: the indicated velocity dispersion off a chain of galaxies like that in Virgo would indicate a lifetime of the chain less than the conventional lifetimes of old E galaxies. This may indicate that there are some nonvelocity redshift components in the chain and the chain is much "quieter" than it appears. This would be reminiscent of

the findings of redshift bands of Tifft (1973) in clusters of galaxies and the small systematic redshifts in the Local Group (Arp, 1976b). Concerning the subject of clusters of galaxies, it should be noted that there is a well-known tendency for the spirals to occur in the outer regions of clusters (e. g., Coma). The E galaxies are usually tightly clustered in the center. (Hubble spoke of the E galaxies in general as clustered and the spirals as tending to be field galaxies). Conventionally, this situation is interpreted to mean that the spirals are stripped by passages through the center and can exist undisturbed only in the outer regions of clusters. Without arguing the plausibility of this explanation, it is clear that if the spirals originate from ellipticals in ejection processes, they would naturally be found toward the outer edges of galaxy clusters. Detailed investigations by Sulentic (1977) in the Virgo cluster support a model which explains the high velocity dispersion of the spirals relative to the E's as an expansion of the spiral system with a velocity of the order of 1000 *km/sec*.

But, if spirals originate by ejection from E galaxies and are a younger evolutionary stage, what is it then that is being ejected by spirals and represents an even younger evolutionary stage? The answer, in empirical terms, must again be sought in the kinds of small galaxies in the neighborhoods of spirals. The previously mentioned locus of companion galaxies concentrated along the minor axes of spirals gives the best empirical clue. Many of these are peculiar interacting doubles and small active galaxies and chains (Arp, 1969, 1972b; Sulentic, Arp and de Tullio, 1978). They are either progenitors of small spirals, or progenitors of young irregular systems like the Magellanic Clouds. They must consequently be evolving from more compact objects ejected recently from spirals. The work on ejection in spirals, mentioned in the previous sections of this paper, established that spirals do eject compact bodies.

Finally, several authors, beginning with Ambartsumian have argued that it is actually an ejection process which causes spiral arms in spiral galaxies. Actually, the currently fashionable explanation of density waves is only a consequence, not a cause, of the original perturbation that causes spiral structure. Straight ejection tracks through a galaxy, as illustrated in our frontispiece of NGC 1097, would start to be wound into spiral tracks in the order of 10^7 years by differential rotation of a disk galaxy. Angular momentum could also be fed in by interaction with the disk (van der Kruit, Oort and Mathewson, 1972). An early computation of spiral arm formed by ejection processes was made by Barracelli, Havnes, Hemphill and Bölviken (1972). A recent and very thorough analysis of spiral arms formed by ejection has been made by S. Clairemidi (1978).

Since I have identified quasars and BL Lac objects as the original compact bodies, which are the progenitors of companion galaxies, I must conclude that it is the ejection of quasars which causes spiral structure in galaxies. The singular conditions in the nuclei of galaxies I would regard as a consequence of the Universe not having the naive, instantaneous Big Bang. Because of the observed nature of the ejected quasars, I would regard these nuclei as representing retarded or recurrent cores in which we have the possibility of observing successive, smaller beginnings of the Universe and a subsequent unfolding of different components of the Universe in a manner very similar to that divined by Ambartsumian more than 20 years ago.

REFERENCES

- Ambartsumian V. A.*, 1958, *Onzieme Conseil de Physique Solvay*, ed. R. Stoops, Bruxelles.
- Ambartsumian V. A.*, 1971, in *Nuclei of Galaxies*, Pontificia Academia Scientiarum, Citta del Vaticano.
- Ambartsumian V. A.*, 1975, *Proceedings of the Third European Astronomical Meeting*, Tbilisi, ed. Kharadze, p. 91.
- Arp H.*, 1965, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, and *Astrophys. J. Suppl.*, Vol. XIV, № 123, 1966.
- Arp H.*, 1967, *Astrophys. Lett.*, 1, 1.
- Arp H.*, 1968a, *Astrofizika*, 4, 59.
- Arp H.*, 1968b, *Publ. Astron. Soc. Pacific.*, 80, 129.
- Arp H.*, 1969, *Astron. Astrophys.*, 3, 418.
- Arp H.*, 1971, *Astrophys. Lett.*, 9, 1.
- Arp H.*, 1972a, in *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, IAU Symposium No. 44, ed. D. S. Evans, p. 380.
- Arp H.*, 1972b, *Bull. Am. Astr. Soc.*, 4, 397.
- Arp H.*, 1973, *Astrophys. J.*, 183, 791.
- Arp H.*, 1976a, *Astrophys. J.*, 207, L147.
- Arp H.*, 1976b, in *L'Evolution des Galaxies et ses Implications Cosmologique*, Colloquium IAU № 37, Colloque C. N. R. S. 263, Paris, September, 1976.
- Arp H., Bertola F.*, 1969, *Astrophys. Lett.*, 4, 23.
- Arp H., Bertola F.*, 1971, *Astrophys. J.*, 163, 195.
- Arp H., Lorre J.*, 1976, *Astrophys. J.*, 210, 58.
- Arp H., Pratt N. M., Sulentic J. W.*, 1975, *Astrophys. J.*, 199, 565.
- Barricelli N. A., Havnes O., Hemphil J., Bölviken E.*, 1972, *Astrophys. Lett.*, 12, 37.
- Blanco V., Graham J., Lasker B., Osmer P.*, 1975, *Astrophys. J.*, 198, L63.
- Bolton J. G., Stanley G. J., Slee O. B.*, 1949, *Nature*, 164, 101.
- Bruyn de A. G.*, 1977, *Astron. Astrophys.*, 54, 491.
- Burbidge E. M., Burbidge G. R.*, 1959, *Astrophys. J.*, 129, 271.
- Clairemidi S.*, 1978, *L'Universite Pierre et Marie Curie, Laboratoire Besançon*, Thesis.
- Clube S. V. M.*, 1978, *Views in Astronomy*, in press.

- Cohen M. H., Kellerman K. I., Shaffer D. B., Linfield R. P., Moffet A. T., Romney J. D., Seielstad, Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Witzel A., Schillizi, Geldzahler B. J., 1977, *Nature*, **268**, 405.
- Cohen M. H., Moffet A. T., Shaffer D. B., Clark B. G., Kellerman K. I., Jauncey D. L., Gulkis S., 1969, *Astrophys. J.*, **158**, L83.
- Cooper B. F. C., Price R. M., Cole D. J., 1965, *Austr. J. Phys.*, **18**, 589.
- Ekers R. D., Fanti R., Lari C., Ulrich M. H., 1975, *Nature*, **258**, 584.
- Holmberg E., 1969, *Arkiv. Astron.*, **5**, 305 (Uppsala Obs. Med. No. 166).
- Hoyle F., Narlikar J. V., 1974, *Action at a Distance in Physics and Cosmology*, Freeman, San Francisco.
- Johnson H. M., 1963, *Publ. Nat. Radio Astron. Obs.*, **1**, 251.
- Kruit P. C. van der, 1971, *Astron. Astrophys.*, **15**, 110.
- Kruit P. C. van der, Oort J. H., Mathewson D. S., 1972, *Astron. Astrophys.*, **21**, 169.
- Lorre J., 1978, *Astrophys. J. (Lett.)*, in press.
- Lynds R., Millikan A. G., 1972, *Astrophys. J.*, **176**, L5.
- Narlikar J. V., 1977, *Annals of Physics*, **107**, 325.
- Rees M. J., Saslaw W. C., 1975, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **171**, 53.
- Sargent W. L. W., Young P. J., Boksenberg A., Shorridge K., Lynds C. R., Hartwick F. D. A., 1978, *Astrophys. J.*, 15 April.
- Sellstad G. A., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 55.
- Sersic J. L., Pastoriza M., 1965, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **77**, 287.
- Sulentic J. W., 1977, *Astrophys. J.*, **211**, L59.
- Sulentic J. W., Arp H., de Tullio G., 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 47.
- Tifft, W. G., 1973, *Astrophys. J.*, **179**, 29.
- Toomre A., Toomre J., 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 623.
- Toomassian H. M., 1968, *Astrofizika*, **4**, 117.
- Tyson J. A., Crane P., Saslaw W. C., 1977, *Astron. Astrophys.*, **59**, L15.
- Valtonen M. J., 1977, *Astrophys. J.*, **211**, L111.
- Vaucouleurs G. de, Angione R., Fraser C. W., 1968, *Astrophys. Lett.*, **2**, 141.
- Voronstov-Velyaminov B. A., 1957, *Astron. Zh.*, **34**, 8. (Sov. Astron., **1**, 9, 1958).
- Voronstov-Velyaminov B. A., 1975a, *Astron. Zh.*, **52**, 692. (Sov. Astron., **19**, 422, 1976).
- Voronstov-Velyaminov B. A., 1975b, *Proceedings of Third European Astronomical Meeting, Tbilisi*, ed. Kharadze, p. 181.
- Willis, A. G., 1976, *Astron. Astrophys.*, **52**, 219.
- Woerden H. van, Rougoor G. W., Oort, H. J., 1957, *Comptes Rendus Acad. Sci., Paris*, **244**, 1691.
- Wclstencroft R. D., Zealey W. J., 1975, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **173**, 51P.

ВЫБРОСЫ ИЗ ГАЛАКТИК И ОБРАЗОВАНИЕ ГАЛАКТИК

ГАЛТОН АРП

Обсерватории им. Хейла, Вашингтонское учреждение Карнеги,
Калифорнийский технологический институт, США

В 1961 г. я начал собирать фотографии для *Атласа пекулярных галактик* (Арп, 1975). За годы осуществления этого проекта я изучил фотографии, полученные с 5-м рефлектором на Паломаре, и убедился, что выдающейся и удивительной характеристикой галактик является их способность выбрасывать светящуюся материю. Эти выводы не встретили одобрения моих коллег. В эти дни я думал, что я единственный, кто верит в выбросы весомой материи из галактик. Можно представить мое волнение, а затем и удовольствие, наконец, когда я случайно нашел доклад В. А. Амбарцумяна на Солвейской конференции 1958 г. (Амбарцумян, 1958). Я всегда чувствовал глубочайшее восхищение ясным, логическим способом, каким Амбарцумян в те ранние дни аргументировал присутствие выбросов в галактиках. Он имел в своем распоряжении тогда только недавно заверченный *Паломарский Атлас Неба* как фотографическое свидетельство, однако, по моему мнению, он достиг правильных и важных выводов вообще.

Воронцов-Вельяминов (1957, 1975) также поддерживал эти идеи в первые дни, а гораздо позднее ван дер Круит, Оорт и Матьюсон (1972) предложили механизм выброса для объяснения протоспиральных рукавов в спиральной галактике NGC 4258. Однако с самого начала было также сильное сопротивление этим идеям.

Астрономы, присутствовавшие на Солвейской конференции 1958 г., рассказали мне, что большинство ее участников чувствовали, что вклад Амбарцумяна был непонятным и был встречен общим недоверием. Уже во время коперниканских празднеств МАС в Польше в 1973 г. один видный старый астроном выразил мне свое мнение о том, что Амбарцумян, действительно, оказался совершенно прав в своем Солвейском докладе 1958 г.

Даже сегодня, кажется, имеет место некое шизофреническое отношение к выбросам в астрономии. С одной стороны, большинство астрономов в принципе принимают выбросы. Но с другой стороны, большин-

ство астрономов предпочитают на практике писать статьи о ньютоновской гравитации и о том, как ею объяснять определенные избранные конфигурации. Нет никакого сомнения в ценности вычислений Тумра и Тумр (1972) гравитационного действия, которое два галактикообразных объекта будут оказывать друг на друга, если их дифференциальная скорость умеренна. Тем не менее, имеется целое множество важных конфигураций, которые ясно представляют явления выбросов. Несомненно астрономы избегают этих случаев, так как кажется, что они включают в себя физические процессы, которые они не понимают. Я рассматриваю, однако, эти случаи, как уникальные случаи для изучения чего-то нового и важного о физических законах во Вселенной. Мое ощущение таково, что Амбарцумян никогда не пугался последствий наблюдений и рассуждения. В этом духе я постараюсь на следующих страницах представить свидетельства, которые демонстрируют широко распространенное значение выбросов в морфологии, эволюции и образовании галактик.

Последнее вводное замечание относится к картине струи в М 87, впервые опубликованной в 1918 г. Хебером Куртисом. Это, несомненно, ясный пример выброса из ядра галактики, и как выброс он был более или менее принят астрономами. Тогда мы могли бы сказать, что с тех пор мы имели существенное свидетельство. Однако, подобно шарообразности Земли, гелиоцентрической системе и многим другим важным историческим изменениям идей, кажется, сначала требуется одна или несколько личностей, которые поняли бы важность наблюдений. Они предлагают элементарные интерпретации и в конечном счете побуждают других делать дальнейшие наблюдения и приводят доказательства, которые окончательно преобразуют явление в стандартную мудрость. Я надеюсь, что наблюдения и аргументы, представленные в этой статье, будут способствовать дальнейшему пониманию и одобрению тех первых смелых драматических идей, которые Амбарцумян выдвинул более чем 20 лет назад.

ВЫБРОСЫ В СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ

Имеются различного рода наблюдения, которые дают свидетельства о разных аспектах того, что выбрасывается в спиральных галактиках. Они перечисляются ниже с некоторыми иллюстрированными свидетельствами и ссылками и обсуждаются вместе в последних разделах, где предложены некоторые общие модели.

1. В *Атласе Пекулярных Галактик* (Арп, 1965) объект № 188 показывает спираль, которая претерпела некоторый эффект отдачи, и длин-

ное ограниченное волокно, удаляющееся от нарушенной части спирального рукава. Другими спиральями Атласа, показывающими выбросы особенно ясно, являются № 186, 191, 194, 195 и 200. Я бы отметил, что в NGC 3561 (Атлас 105) Амбарцумян первоначально заметил выброс,

Фиг. 2. Спиральная галактика, обозначенная Воронцов-Вельяминов 29 (Атлас и каталог взаимодействующих галактик). Фотография из Атласа пекулярных галактик Арпа, № 188. Пример длинного выброшенного волокна.

выходящий наружу с южной стороны галактики (узел Амбарцумяна). Кажется имеется огромный султан материи, выходящий из спирали к северу (Арп, 1972). Я бы выдвинул, однако, мысль о том, что выброс, может быть, происходит не из спирали, а представляет материю, выведенную из спирали противоположным выбросом в эллиптической галактике.

2. NGC 1097. Представленный здесь на фронтисписе объект (фиг. 1) является спиралью с перемычкой с горячим пятнистым ядром (Серсик и Пасториза, 1965). Уолстенкрофт и Зилей (1975) обнаружили две струи,

Фиг. 1. Струи из спиральной галактики с перемычкой NGC 1097. Фотографии получены Арпом с 4-м рефлектором Межамериканской обсерватории Черро Тололо и обработаны Жаном Лорре в Лаборатории реактивного движения. Обратите внимание на две струи и две контрструи, исходящие из ядра.

выходящие из нее, на картах III а-J обзора южного неба, выполненного Шмидт-телескопом Объединенного Королевства. Арп (1976а) показал существование одной противоположной струи, а также что все три струи возникли прямо из центра галактики. На картине, показанной здесь, Жан Лорр (1978) обработал фотографии методикой, разработанной в Лаборатории реактивного движения в Пасадене, выявившей вторую противоположную струю, длинную и слабую, почти напротив первой струи. Таким образом, в настоящее время мы имеем ясное и несомненное свидетельство того, что резко прицельный выброс имел место из ядра NGC 1097 в противоположных направлениях и что в определенное, возможно незначительно отличное время, имел место подобный противоположный выброс в несколько другом направлении, вызывавшем явления X-струй.

Три других положения, которые установлены на основе изучения этой галактики, имеют большое значение. Первое из них показывает, что имеются светящиеся конденсации около конца струи под прямым углом к ней, которые выглядят как галактики. Уолстенкрофт и сотрудники изучают эти объекты, но они пока не обнаружили какие-либо

отождествляющие спектроскопические характеристики. Даже на этой стадии, однако, результаты показывают, что заключенная в них материя была выброшена из ядра, а не является просто диффузной плазмой. Во-вторых, выброс в NGC 1097 является несомненно видимым, потому что он прошел точно в плоскости галактики. Подобные выбросы могут иметь место во многих спиральных, но не оставлять следов из-за того, что они несколько выходят из плоскости. В-третьих, выбросы выявляются либо как особо хорошо направленные, либо как следы особо компактных тел.

3. *NGC 4319 и Маркарян 205.* Контрастные фотографии, полученные Арпом (1971) показали, что почти звездообразный объект Маркаряна обратно связан с ядром NGC 4319 слабым светящимся волокном. Из-за несоответствия красных смещений между двумя объектами Линдс и Милликен (1972) считали, что между ними нет связи и если бы она существовала, то это галактика фона, видимая сбоку. Но, помимо того, что это невероятное обстоятельство, на пластинках Арпа связь выглядела вовсе не как у галактики, видимой сбоку. Возможно наиболее важно то, что в случае, если Маркарян 205 является объектом фона, не имеется никакого объяснения разрывной природы спирали NGC 4319 (Арп, Пратт и Сулентик, 1975). Оба спиральных рукава в NGC 4319 разрезаны, причем северный оторван у своего корня. По моему мнению, совершенно неразумно приписывать разрыв NGC 4319 чему-либо иному, чем выбросу компактного, но в этом случае большого, пекулярного объекта Маркарян 205.

4. *Радионаблюдения внутри и вокруг спиральных галактик.* Наиболее непосредственными радионаблюдениями выбросов из спиральных ядер, конечно, являются радионаблюдения протоспиральных рукавов, выходящих из спиральной галактики NGC 4258 (ван дер Круит, Оорт и Матьюсон, 1972). Здесь оптическое свидетельство о присутствии линии H_{α} в эмиссии также подтверждает существование этих молодых спиральных рукавов. Из радиокарт очевидно, что имеются радиоизлучения вблизи продолжений этих проторукавов, которые также могут относиться к ним. В дополнение Валтонен (1977) отождествил пару радиоисточников, которые составляют пару точно поперек NGC 4258 и которые, как он считает, выброшены из этой галактики. В настоящее время имеются радионаблюдения других галактик, которые склоняют нас ожидать точно то же самое. В ядре NGC 4736 обнаруживается тройной радиоисточник (ван дер Круит, 1971; де Брийн, 1977). Это, очевидно, центральный источник, который только что выбросил источники по обе стороны, как в классической модели выброса. Хорошими примерами яв-

ляются 3С 120 (Сейелстад, 1974) и 3С 273 и 3С 279 (Коэн и др., 1977), по быстрой шкале времени, и все протяженные двойные радиоисточники с лопастями, по более медленной шкале времени. Что происходит в NGC 4736, со временем? Если выброс имеет место в диске, то будет отчетливо наблюдаться симметричное выбросное нарушение дальше, как в NGC 4258, но если он достаточно сильный и достаточно близок к диску, возможно, ожидалось бы истекающие струи намного более далекие, как в NGC 1097.

Был обсужден вопрос о том, имеются ли одиночные радиоисточники, которые ассоциированы со спиралью в их непосредственной окрестности. Товмасын (1968) и Арп (1973) настаивали на том, что радиоисточники ассоциируются со спиралью, а Велтонен (1973) на том, что некоторые из них выстраиваются в линию поперек спиралей. Другие настаивают на том, что не существуют никакие статистически значимые ассоциации (см. Уиллис, 1976). По моему личному мнению имеются радиоисточники, которые ясно ассоциируются с определенными спиралью, как NGC 7331, NGC 4151, NGC 4258 и другие. Эти радиоисточники могут быть не долгоживущими, но они, очевидно, вышли из спиралей посредством тех механизмов, действующих в спиральях, которые наблюдаются как выбрасывающие радиоматерию из их ядер. Механизм выброса в спиральях несомненно связан с механизмом радиовыброса из ядер эллиптических галактик, явления общепринятого. Что существует весомая материя, связанная с этой радиоматерией, которая рождается внутри спиралей и выбрасывается наружу повсеместно по соседству со спиралью, можно видеть из следующего доказательства.

5. *Спутники-галактики спиралей.* Первоначально было обнаружено, что небольшие спутники-галактики были ассоциированы со спиралью таким образом, что дали основание допустить, что они возникли в результате процесса выброса из центральной спирали (Холмберг, 1969). Было указано (Арп, 1969), что особо возмущенные спутники-галактики кажутся ассоциированными со спиралью. Систематическое изучение неравновесных спутников вокруг спиралей и в контрольных полях (Сулентик, Арп и Туллио, 1978) показывает теперь, что Sb и Sc спирали имеют физически ассоциированную свиту таких неравновесных спутников. Их распределение идет вдоль малой оси, точно подтверждая первоначальный результат Холмберга, что спутники в общем распределяются вдоль малой оси центральной спирали. Для традиционной картины будет сложным и трудным вопросом выяснить, могут ли орбитальные взаимодействия в современном облаке спутников быть причиной такого наблюдаемого распределения. Лучшим объяснением, мне и сейчас кажется, является первоначальное предложение Холмберга о том,

что спутники были выброшены изотропно, но могли выйти из спирали, только если они не выбрасывались в плоскости галактики. Арп (1969) позже аргументировал, что спутники, стремящиеся появляться в плоскости, фактически отвечали этому классу галактик, называемых спиральями со спутниками на концах рукавов (прототип М 51).

6. *Радиоисточники, составляющие пары поперек галактик.* В «Астрофизике» (Арп, 1968) было сообщено об исследовании типов галактик, расположенных между видимыми парами радиоисточников Паркского каталога. Было показано, что спирали наиболее часто попадают на центры пар радиоисточников, часть из которых была оптически отождествлена с компактными объектами, подобно квазарам. В этой статье было заключено, что спирали имеют тенденцию выбрасывать квазары (которые являются, в конце концов, отдельным типом радиоисточника), в противоположность тенденции эллиптических галактик выбрасывать пекулярные или активные спутники-галактики. Оставляя в данную минуту в стороне вопрос о расхождении красных смещений, этот факт является некоторым свидетельством, которое будет позже использовано в попытке понять различие между выбросами из спиральных и эллиптических галактик.

7. *Наша Галактика—система Млечного Пути.* Давно было известно (ван Ворден, Ругор и Оорт, 1957), что имеется сильная активность в центре нашей собственной спиральной Галактики. Расширяющийся 3 *кпс*-рукав во внутренней части, вероятно, представляет некоторый недавний случай выброса, как многие наблюдаемые красные и голубые смещения молекулярных облаков. Один автор, который изучил внимательно нашу Галактику, пришел к выводу, что вся Галактика расширяется наружу как результат некоего события, происшедшего в ее центре (Клибе, 1978). Магеллановы Облака образуют типичную двойную-взаимодействующую или неравновесную спутник-галактику, связанную с нашей системой Млечного Пути посредством волокна материи, которое обычно наблюдается вокруг ярких Sb и Sc спиралей со спутниками. Выдающейся особенностью Магеллановых Облаков является большое количество *недавно* образовавшихся звезд. Однако, так как области, в которых в настоящее время расположены эти молодые звезды, имеют очень низкую плотность, то трудно понять, как они могли сконденсироваться на месте. Я считаю, что Магеллановы Облака недавно расширились из более компактного тела.

ВЫБРОСЫ В ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ГАЛАКТИКАХ

Гигантские эллиптические галактики, кажется, на порядок более массивные, чем спиральные. Арп и Бертола (1971) оценили массу $M 87$ равной $10^{13} M_{\odot}$. Протяженные радиолопасти, которые ассоциируются с около 7% всех эллиптических галактик, гораздо более сильны, чем любые другие радиоисточники, которые могут ассоциироваться со спиралями. Поэтому необходимо выявить возможные различия в материи, которая выбрасывается.

1. *Дева А — выброс из M 87.* Радионаблюдения указывают на выброс из центра $M 87$ наружу по направлению струи и контрструй (Арп, 1967). В противоположность огромной внешней протяженности $M 87$ (около 3 миллионов световых лет вдоль внешнего диаметра) струя, контрструя и радиоматерия произошли из активного центра в $M 87$, который только порядка 3 световых месяцев поперек (Коэн и др., 1969). Как известно струя сама показывает спектр с синим континуумом, который, как полагают, обусловлен оптическим синхротронным излучением. В струе имеются шесть основных сгущений, каждое из которых не разрешается или частично разрешается на уровне около 1/2 секунд дуги (де Вокулер, Анджион и Фрезер, 1968). Фиг. 3 настоящей статьи

Фиг. 3. Струя в $M 87$ (радиоисточник Дева А). Верхний снимок на тонкозернистой эмульсии получен 5-м Паломарским рефлектором. Внизу тот же снимок, усиленный, из статьи Арпа и Лорре (1978).

показывает, как обработка изображения демонстрирует небольшую дискретную природу светящихся оптических объектов, выходящих из центра $M 87$ (Арп и Лорре, 1976).

Арп и Сулентик (статья в процессе подготовки) показывают, что узлы в $M 87$ удовлетворяют всем определяющим характеристикам объектов типа BL Lac (как плоский радиоспектр, поляризация, переменность и спектр, лишенный особенностей). Так как объекты типа BL Lac тесно связаны с квазарами, то мы заключаем, что эти узлы на рассматриваемой стадии своего развития также тесно связаны с квазарами. Узлы сами являются радиоисточниками.

Решающий взгляд о том, что имеется дальше вдоль этой линии выброса в $M 87$, будет трактован в заключительной дискуссии, но здесь наша цель только подчеркнуть, что узлы, когда выбрасываются, являются сравнительно небольшими и очень компактными. Это не может быть чересчур удивительно, так как ядра, из которых они так недавно вышли, сами крайне небольшие и плотные. Имея в виду возрастающую наблюдаемую звездную дисперсию около этого ядра, Сарджент и др.

(1978) постулировали существование черной дыры в центре М 87 (ядро также является рентгеновским источником). В свою очередь, это навело на мысль, что механизм рогатки (Рис и Саслоу, 1975), посредством чего три черные дыры орбитально разрушаются, одна в одном направлении, а две в другом, мог бы быть возможным механизмом выброса для М 87. Возражение очевидное, однако его мы не могли бы без колебаний принимать как причину для формирования шести сгущений, выброшенных последовательно вдоль струи, как наблюдается. Более того, так как явление, наблюдаемое в компактных ядрах, обычно единственное: выброс и расширение, кажется более естественным считать это как обобщенную активность белой дыры и рассматривать его как свидетельство в пользу конформной гравитационной физики Хойла и Нарликара (1974) и Нарликара (1977).

2. *Центавр А—выброс из NGC 5128.* Отличительной особенностью Центавра А является то, что он первым был открыт как радиоисточник (Болтон, Стенли и Сли, 1949). Подобно Деве А и в этом случае источник-галактика оказывается среди наиболее гигантских эллиптических галактик и имеет несколько дополнительных своеобразных особенностей по сравнению со средней эллиптической галактикой.

Фотография NGC 5128, изображенная в позитиве на фиг. 4, представляет нам больше информации об этой гигантской пекулярной эллиптической галактике, чем раньше было доступно. Снята она на тон-

Фиг. 4. Гигантская эллиптическая галактика NGC 5128 (радиоисточник Центавр А). Фотография получена Джоном Грахемом с 4-м рефлектором в Черро Тололо.

козернистой пластинке III а-*J* Бланко и др. (1975), с новым 4-м рефлектором на Межамериканской обсерватории Черро Тололо. Простым изучением этой фотографии можно прийти к четырем важным выводам.

а) На этой длинно-экспозиционной фотографии можно видеть, что внешние изофоты главного балджа света несколько растянуты в направлении северо-восток—юго-запад. Это подтверждает первоначальное открытие Хьюга Джонсона (1963), что наиболее слабые особенности поверхности в NG 5128 растянуты вдоль этой линии, которая по определению Бербидж и Бербидж (1959) соответствует направлению оси вращения. Эта линия, как можно судить по радиоизофотам, приблизительно совпадает также с направлением текущего выброса в радиоисточнике Центавр А.

б) На фотографии впервые ясно видны также небольшие абсорбционные особенности. Они наблюдаются в форме небольших облаков и волокон, как силуэты на фоне основного тела галактики. Это очень необычный и вызывающий результат для эллиптической галактики, кото-

рая, как обычно ожидается, состоит почти исключительно из старых, красных звезд и незначительного количества газа и пыли.

с) Конечно, большая пылевая деталь, разделяющая пополам внешний вид NGC 5128, была давно хорошо известна. Картина, показанная здесь, однако, дает возможность впервые привести следующий аргумент: теперь видно, что пыль не может быть периферической полосой, как считали одно время, так как ее характер коренным образом меняется в центре изображения галактики. Наложенная, периферическая пыль, как это видно в спиральных галактиках, видимых сбоку, просто проявляла бы однородное поглощение поперек внешнего вида картины. Следовательно, основная пылевая деталь в NGC 5128 должна быть отчасти трубкообразной и идущей через центр галактики. Мы можем заметить, что южный конец этой трубки имеет очень уменьшенный контраст, несомненно, вследствие влияния верхлежащего объема звезд из сферического звездного населения галактики. Это, по-видимому, конец, который находится на противоположной от нас стороне галактики. Восточный конец пылевой струи выходит в нашу сторону с возрастающим контрастом, так как он проектируется на фоновой галактике с меньшим числом мешающих звезд. Следовательно, мы приходим к выводу, что пылевые струи являются более или менее растянутыми деталями, рожденными в ядре и выходящими наружу в противоположных направлениях. Как таковая, эта деталь несомненно имеет происхождение, связанное с выбросом из ядра, и рождается турбулентным проявлением пылевых облаков, вызывающих эту поразительную особенность. На основе других наблюдений Джон Грахем (статья в печати) пришел к выводу, что полоса является периферической. Однако я лично считаю, что аргументы, представленные выше, более сильные.

d) Непосредственно на северном краю основного балджа можно видеть узкое светящееся волокно. Это одно из двух волокон, которые наблюдаются сильнее в H_α -эмиссии и которые дискутируются в следующих разделах.

Эти волокна интерпретируются как треки выброса материи, возникшего в ядре галактики, и, если они таковы, то они представляют собой прямое наблюдательное свидетельство о действительном процессе выброса, что противопоставлялось более богатым свидетельствам о результатах выброса.

e) Фотографии NGC 5128, полученные с H_α -интерференционным фильтром, обнаруживают водородные эмиссионные волокна, идущие от внутренних областей в северо-восточном направлении прямо к одной из самых далеких радиолопастей, которая охватывает эту галактику (Бланко и др., 1975). Фиг. 5 показывает северо-восточную сторону га-

Фиг. 5. Волокна, протягивающиеся к северо-восточной радиолопасти в NGC 5128 из направления центра. Фотография из статьи Бланко, Грахема, Ласкера и Осмера (1975).

лактики с резкими яркими волокнами в непосредственной близости от основного тела и далее более низкой поверхностной яркости волокна. Фиг. 6, также заимствованная из статьи Бланко и др., показывает увеличенные виды двух волокон.

Фиг. 6. Увеличенное изображение волокон, наблюдаемых на фиг. 5.

Критической стороной этих волокон является их узость. Внутреннее, более яркое волокно имеет длину около 2 *мин. дуги*, но в самой широкой части ширину только 7 *сек. дуги* и показывает растянутую подструктуру шириной менее 2 *сек. дуги*. Внешнее волокно имеет длину равную около 8 *мин. дуги* и, подобно внутреннему, некоторое подволоконно длиной менее 1.5 *сек. дуги*. Принимая расстояние NGC 5128 равным 5 *Mpc* (Бербидж и Бербидж, 1959), ширины этих волокон получаются в интервале 30—40 *пс*. Это сравнимо с минимальной шириной волокон в NGC 1097, равной 200 *пс*.

Мы можем считать, что такие длинные прямые волокна не являются конденсациями, которые могли быть результатом какого-либо типа разумных возмущений вне галактики. Мы можем считать также, что эти волокна не представляют собой, вероятно, траектории падающей материи. Однако наиболее прямой аргумент, я считаю, должен объяснить присутствие протяженных радиоисточников по обе стороны от галактики. Фиг. 7 показывает радиоизлучение, зарегистрированное на частоте 1410 *Мгц* Паркской антенной (Купер, Прайс и Кол, 1965).

Фиг. 7. Радиокарта области NGC 5128, заимствованная из работы Купера, Прайса и Кол (1965). Обратите внимание на пекулярный радиоисточник NGC 5090 плюс другие умеренно яркие галактики в окрестности (видимые величины даны внизу квадратных символов). Квадрат в центре представляет площадь, сфотографированную на фиг. 4.

Этот ход рассуждений означает просто, что внешние радиолопасти в NGC 5128 возникли в результате некоторого события, происшедшего в ядре галактики. Так как действие на расстоянии неощутимое в макроскопической физике, то следует считать, что некий физический объект проходит от ядра к внешним лопастям. Эмиссионные волокна ныне дают наблюдательное свидетельство прохождения этого объекта. То, что треки столь узки, приводит к заключению, что выброшенное тело или тела имели относительно небольшие поперечные сечения. Как мы увидели, максимальные размеры около 30—40 *пс*, но реальные размеры вероятно гораздо меньше. Это заключение мы делаем, считая, что треки должны были быть расширены из первоначального еще более узкого со-

стояния. Это верно независимо от того, выделяется ли материя в треках из выброшенного тела, когда оно проходит наружу, или трек представляет собой конденсацию в газовой среде, присутствующей во внешних областях NGC 5128. В последнем случае либо гравитационный импульс, либо импульс давления по треку выброшенного тела могли бы положить начало конденсации, но, так как конденсация не является, по наблюдениям, самогравитирующей, она в конце концов повторно расширится и диссипируется еще больше, чем первоначальные размеры.

Мы, однако, должны были быть готовы, конечно, к небольшим первоначальным размерам выбросов, так как уже давно было ясно, что активные центры внутри эллиптических галактик очень небольшие. Внутри NGC 5128 около $1/2$ радиоизлучения в галактике идет из области с диаметром около $0,001$ сек. дуги, которая, по-видимому, является плотным местом, где рождается рентгеновское излучение. Естественно, что любое физическое тело, выходящее из этих ядер, должно было быть не больше, чем порядок размеров активного ядра и, следовательно, первоначально очень компактным, в использованных нами терминах. Между прочим, мы могли бы заметить, что это выходящее тело обязательно должно было бы представлять необычное состояние материи, чтобы быть способным расширяться из размеров порядка световых месяцев до размеров компактной галактики (1.000 световых лет), нормальной галактики (100.000 световых лет) или до размеров протяженных радиолопастей (10 миллионов световых лет). В прошлом Амбарцумян рассматривал материю в таких состояниях как «сверхплотную».

Новые, важные результаты о волокнах севернее NGC 5128, однако, принесли наблюдательное подтверждение небольших размеров первоначальных выбросов. В настоящее время возникает вопрос о том, можем ли мы использовать новые наблюдательные результаты для более глубокого проникновения в природу процесса выброса.

3. *B2 0924+30*. Имеется ряд радиогалактик с выстроенными в линию радиолопастями, которые в настоящее время, наконец, исследуются с помощью контрастной фотографии, чтобы попытаться обнаружить слабые светящиеся объекты, ассоциированные с внешним радиоизлучением (Тисон и Саслоу, 1977). Однако здесь будет обсужден только один случай, потому что этот случай такой ясный и вместе с ранними случаями Центавр А и Дева А дает неотразимое свидетельство выброса компактных, по крайней мере первоначально, тел из эллиптических галактик.

Фиг. 8 показывает радиокарты вокруг радиисточника *B2 0924+30* (Болонья). Карты заимствованы из работы Экерса, Фанти, Лари и М. Э. Ульрих (1975). Протяженные радиолопасти на обеих сторонах

центральной эллиптической галактики определяют направление выброса. Очень точно на этой линии имеются три компактных радиоисточника. Авторы оценивают вероятность случайного образования этой кон-

Фиг. 8. Радиокарта, наложенная на фотографию В2 0924+30, полученную Паломарским Шмидт-телескопом (из статьи Экерса, Фанти, Лари и Ульрих, 1975).

фигурации 10^{-5} . Из компактных радиоисточников ближайшим к юго-западу центральной галактики является голубой звездный объект видимой величины около $V=21.5$. Арп (1976) измерил его и нашел, что это квазар с красным смещением $z_{em} = 2,02$, $z_{abs} = 1,75$.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВЫБРОСОВ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЛАКТИК

Обсужденные до сих пор примеры представляют лишь выборку наиболее очевидных случаев, но они, как указано во введении, уже ясно указывают, что галактики выбрасывают материю. С наблюдательным материалом, который был рассмотрен в двух предыдущих разделах, я надеюсь также установить следующее наиболее важное положение, именно, что галактики выбрасывают материю в компактном состоянии. Чтобы выходить из небольших, активных ядер, эта материя должна быть первоначально компактной, и это точно демонстрируется наблюдениями.

Следующим шагом является рассмотрение того, что содержат эти компактные тела. Так как мы имеем дело с необычными объектами и процессами, то мы должны искать полностью эмпирический ответ. Этот поиск должен состоять из попытки отождествлять сферу объектов, которые были выброшены, и, если возможно, построения эволюционной последовательности.

Я думаю, решающим вопросом является рассмотрение объектов, наблюдаемых поблизости от мощных радиоисточников и очевидно выбрасываемых галактиками. Дева А и Центавр А обе являются таковыми, и фиг. 9 и 10 показывают большую область на небе вокруг этих двух гигантских радиогалактик. Ясно, что в области радиогалактики Дева А все эллиптические галактики расположены на линии, которая

Фиг. 9. Все эллиптические галактики в области вокруг радиогалактики Дева А (M 87). Направление струи и контрструи показано прерывистой линией, стрелки указывают на радиоисточники (Арп, 1968б).

Фиг. 10. Все яркие галактики в области вокруг радиогалактики Центавр А (NGC 5128). Направление внешних радиолопастей показано прерывистой линией, стрелки указывают на радиоисточники (Арп, 1968б).

совпадает с линией выброса из М 87. Ясно также, что в области радиогалактики Центавр А ярчайшие галактики всех морфологических типов занимают одну линию и эта линия опять совпадает с осью выброса из NGC 5128. В статье Арпа (1968б), где были систематически изучены 14 ярчайших радиоисточников в ярких галактиках, было найдено, что все они по существу составляют цепочки галактик и в большинстве случаев, когда был определен радиовыброс, линия радиозлучения совпадает с линией галактик. Не могло быть никакой другой разумной интерпретации, кроме того, что галактики, составляющие линию, возникли в результате процесса выброса в центральной галактике.

Но галактики на этих линиях не были компактными. Это приводит к мысли, что прародители этих галактик были компактными и что они расширились и эволюционировали в более нормальные галактики. Компактные объекты, которые нами были рассмотрены как выбросы, являются типично активными и, можно было ожидать, расширяющимися в некую более релаксированную систему. В действительности, мы могли ожидать и наблюдать вторичную активность у части этих выброшенных тел меньших масштабов, но сильно похожую на активность первоначальных родительских тел. Картина, которая возникает затем, показывает, что первоначально выброшенные компактные тела расширяются, вторично выбрасывают, что вероятно сопровождается газом, пылью и образованием звезд, и становятся небольшими активными галактиками. По мере того, как время идет, они, если гипотезировать, еще больше возрастают, но в любом случае приходят к более равновесному состоянию, эволюционируют в более релаксированные, более старого типа галактики.

Этот процесс рассматривается как сходный, в принципе, с «почкованием» Воронцова-Вельяминова (1975а, б), однако с большим участием выброса и расширения, чем процесса деления. В конкретном применении, мы могли сказать, что В2 0924+30 с выброшенным очень компактным телом представляет первую стадию, а галактики вдоль цепочки NGC 5128, которая содержит спирали и активные галактики (подобно IC 4296 и NGC 5090), представляют более позднюю стадию эволюции. Наконец, находящиеся в спокойном состоянии эллиптические галактики вдоль цепочки М 87 представляли бы конечные стадии эволюции в старую галактику.

Здесь можно сделать несколько замечаний. Указанная дисперсия скоростей цепочки галактик, подобно цепочке в созвездии Девы, указывала бы на время жизни цепочки, короче, чем принятые времена жизни старых эллиптических галактик. Это может указать на то, что имеются некоторые, обусловленные не скоростями компоненты красного смещения в цепочке и цепочка является гораздо более «спокойной», чем

она кажется. Это напомнило бы обнаруженные Тиффтом (1973) полосы красного смещения в скоплениях галактик и небольшие красные смещения в Местной Группе (Арп, 1976б). Относительно круга вопросов, касающихся скоплений галактик, следовало бы отметить, что имеется хорошо известная тенденция спиральных галактик встречаться во внешних областях скоплений (например, Coma). Эллиптические галактики обычно плотно концентрируются в центре. (Хаббл говорил об эллиптических галактиках, в общем, как составляющих скоплений и о спиральных, имеющих тенденцию быть галактиками поля). Традиционно это положение интерпретируется как означающее, что спирали обнажаются вследствие прохождения через центр и могут существовать ненарушенными только во внешних областях скоплений. Без аргументирования правдоподобности этого объяснения ясно, что если спирали происходили бы из эллиптических галактик в процессах выброса, они естественно находились бы у внешних краев скоплений галактик. Детальные исследования Сулентика (1977) в скоплении Девы поддерживают модель, объясняющую большую дисперсию скоростей спиралей относительно эллиптических галактик расширением системы спиралей со скоростью порядка 1000 км/сек.

Однако, если спирали происходят в результате выбросов из эллиптических галактик и относятся к более молодой эволюционной стадии, то что за тела выбрасываются спиралью и представляют собой еще более молодую эволюционную стадию? Ответ, с эмпирической точки зрения, надо снова искать в типах небольших галактик в соседстве со спиралью. Ранее отмеченное месторасположение спутников-галактик, сконцентрированных вдоль малых осей спиралей, дает наилучший эмпирический ключ. Многие из них являются пекулярными взаимодействующими двойками и небольшими активными галактиками и цепочками (Арп, 1969, 1972б; Сулентик, Арп и Туллио, 1978). Они являются либо прародителями небольших спиралей, либо прародителями молодых иррегулярных систем подобно Магеллановым Облакам. Они должны, следовательно, развиваться из более компактных объектов, выброшенных недавно спиралью. Работа по выбросам в спиральных, отмеченная в предыдущих разделах этой статьи, установила, что спирали выбрасывают компактные тела.

Наконец, некоторые авторы, начиная с Амбарцумяна, приводили доводы в пользу того, что процесс выброса является, фактически, причиной образования спиральных рукавов в спиральных галактиках. В действительности, ныне модное объяснение волн плотности является только последствием, а не причиной первоначального возмущения, обуславливающего спиральную структуру. Прямые треки выбросов через галактику, как иллюстрировано на нашем фронтисписе NGC 1097,

дифференциальным вращением диска галактики начали бы наматываться в спиральные треки за время порядка 10^7 лет. Угловой момент может также быть подведен в результате взаимодействия с диском (ван дер Круит, Оорт и Матьюсон, 1972). Раннее вычисление спиральных рукавов, образованных процессами выброса, было выполнено Барачелли, Хавнес, Хемпил и Бёлвикен (1972). Недавний и полный анализ спиральных рукавов, образованных выбросом, был сделан Клеремиди (1978).

Так как я отождествил квазары и объекты типа BL Lac, как первоначально компактные тела, которые являются прародителями спутников-галактик, я должен заключить, что выбросы из квазаров являются причиной спиральной структуры в галактиках. Необычные условия в ядрах галактик я бы рассматривал как следствие того, что Вселенная не имела наивный, мгновенный Большой Взрыв. Из-за наблюдаемой природы выброшенных квазаров я бы рассматривал эти ядра, как представляющие собой замедленные или повторные сердцевины, в которых мы имеем возможность наблюдать последовательные, меньшие начала Вселенной и последующее открытие различных компонент Вселенной способом, очень сходным с тем, что был предугадан Амбарцумяном более 20 лет назад.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Ambartsumian V. A.*, 1958, Onzieme Conseil de Physique Solvay, ed. R. Stoops, Bruxelles.
- Ambartsumian V. A.*, 1971, in *Nuclei of Galaxies*, Pontificia Academia Scientiarum, Citta del Vaticano.
- Ambartsumian V. A.*, 1975, Proceedings of the Third European Astronomical Meeting, Tbilisi, ed. Kharadze, p. 91.
- Arp H.*, 1965, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, and *Astrophys. J. Suppl.*, Vol. XIV, № 123, 1966.
- Arp H.*, 1967, *Astrophys. Lett.*, **1**, 1.
- Arp H.*, 1968a, *Astrofizika*, **4**, 59.
- Arp H.*, 1968b, *Publ. Astron. Soc. Pacific.*, **80**, 129.
- Arp H.*, 1969, *Astron. Astrophys.*, **3**, 418.
- Arp H.*, 1971, *Astrophys. Lett.*, **9**, 1.
- Arp H.*, 1972a, in *External Galaxies and Quasi-Stellar Objects*, IAU Symposium No. 44, ed. D. S. Evans, p. 380.
- Arp H.*, 1972b, *Bull. Am. Astr. Soc.*, **4**, 397.
- Arp H.*, 1973, *Astrophys. J.*, **183**, 791.
- Arp H.*, 1976a, *Astrophys. J.*, **207**, L147.
- Arp H.*, 1976b, in *L'Evolution des Galaxies et ses Implications Cosmologique*, Colloquium IAU № 37, Colloque C. N. R. S. 263, Paris, September, 1976.
- Arp H., Bertola F.*, 1969, *Astrophys. Lett.*, **4**, 23.
- Arp H., Bertola F.*, 1971, *Astrophys. J.*, **163**, 195.
- Arp H., Lorre J.*, 1976, *Astrophys. J.*, **210**, 58.

- Arp H., Pratt N. M., Sulentic J. W., 1975, *Astrophys. J.*, **199**, 565.
 Barricelli N. A., Havnes O., Hemphil J., Bölviken E., 1972, *Astrophys. Lett.*, **12**, 37.
 Blanco V., Graham J., Lasker B., Osmer P., 1975, *Astrophys. J.*, **198**, L63.
 Bolton J. G., Stanley G. J., Slee O. B., 1949, *Nature*, **164**, 101.
 Burbidge E. M., Burbidge G. R., 1959, *Astrophys. J.*, **129**, 271.
 Bruyn de A. G., 1977, *Astron. Astrophys.*, **54**, 491.
 Valtonen M. J., 1977, *Astrophys. J.*, **211**, L111.
 Vaucouleurs G. de, Angione R., Fraser C. W., 1968, *Astrophys. Lett.*, **2**, 141.
 Воронцов-Вельяминов Б. А., 1957, *Астрон. ж.*, **34**, 8.
 Воронцов-Вельяминов Б. А., 1975а, *Астрон. ж.*, **52**, 692.
 Vorontsov-Velyaminov B. A., 1975b, *Proceedings of Third European Astronomical Meeting, Tbilisi*, ed. Kharadze, p. 181.
 Willis A. G., 1976, *Astron. Astrophys.*, **52**, 219.
 Woerden H. van, Rougoor G. W., Oort H. J., 1957, *Comptes Rendus Acad. Sci., Paris*, **244**, 1691.
 Wolstencroft R. D., Zealey W. J., 1975, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **173**, 51P.
 Johnson H. M., 1963, *Publ. Nat. Radio Astron. Obs.*, **1**, 251.
 Ekers R. D., Fanti R., Lari C., Ulrich M. H., 1975, *Nature*, **258**, 584.
 Clairemidi S., 1978, *L'Universite Pierre et Marie Curie, Laboratoire Besançon*, Thesis.
 Clube S. V. M., 1978, *Vistas in Astronomy*, in press.
 Cohen M. H., Kellerman K. I., Shaffer D. B., Linfield R. P., Moffet A. T., Romney J. D., Seilstad, Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Witzel A., Schillizi, Geldzahler B. J., 1977, *Nature*, **268**, 405.
 Cohen M. H., Moffet A. T., Shaffer D. B., Clark B. G., Kellerman K. I., Jauncey D. L., Gulkis S., 1969, *Astrophys. J.*, **158**, L83.
 Cooper B. F. C., Price R. M., Cole D. J., 1965, *Austr. J. Phys.*, **18**, 589.
 Kruit P. C. van der, 1971, *Astron. Astrophys.*, **15**, 110.
 Kruit P. C. van der, Oort J. H., Mathewson D. S., 1972, *Astron. Astrophys.*, **21**, 169.
 Lorre J., 1978, *Astrophys. J. (Lett.)*, in press.
 Lynds R., Millikan A. G., 1972, *Astrophys. J.*, **176**, L5.
 Narlikar J. V., 1977, *Annals of Physics*, **107**, 325.
 Rees M. J., Saslaw W. C., 1975, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **171**, 53.
 Sargent W. L. W., Young P. J., Boksenberg A., Shorridge K., Lynds C. R., Hartwick F. D. A., 1978, *Astrophys. J.*, 15 April.
 Seilstad G. A., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 55.
 Sersic J. L., Pastoriza M., 1965, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **77**, 287.
 Sulentic J. W., 1977, *Astrophys. J.*, **211**, L59.
 Sulentic J. W., Arp H., de Tullio G., 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 47.
 Tifft W. G., 1973, *Astrophys. J.*, **179**, 29.
 Toomre A., Toomre J., 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 623.
 Товмасын Г. М., 1968, *Астрофизика*, **4**, 117.
 Tyson J. A., Crane P., Saslaw W. C., 1977, *Astron. Astrophys.*, **59**, L15.
 Holmberg E., 1969, *Arkiv. Astron.*, **5**, 305 (Uppsala Obs. Med. No. 166).
 Hoyle F., Narlikar J. V., 1974, *Action at a Distance in Physics and Cosmology*, Freeman, San Francisco.

INVARIANT IMBEDDING

RICHARD BELLMAN

University of Southern California, Los Angeles, USA.

1. *Introduction.* The ideas of Ambartsumian have been very fruitful. In radiative transfer, his ideas were used and extended by Chandrasekhar. The "principles of invariance" of Ambartsumian developed further led to the theory of invariant imbedding. This is a very powerful method in mathematical physics and in analysis (see Bellman and Wing, 1974).

The purpose of this short paper is to make some comments about the theory of invariant imbedding.

2. *Imbedding.* One of the most powerful methods in mathematics is that of imbedding. We do not consider a problem in isolation. Rather, we consider a family of problems.

The relations between members of the family often lead to equations which give the desired solutions.

If the imbedding is done in time, we have initial value problems. These can often be easily analysed and solved numerically by means of a computer.

If the imbedding is in space, the situation is often more difficult. Consider, for example, a plane parallel region. Natural boundary conditions give the flux that is incident from the right and the left. Thus, two-point boundary value problems arise naturally. The analysis of these is usually difficult.

3. *Invariant Imbedding.* Invariant imbedding as the name indicates is also an imbedding method. Now, however, we imbed in structure.

For example, in the problem above, we would take the thickness of the layer as an essential variable.

In this way, we are led to initial value problems which can easily be analyzed and solved numerically using a digital computer.

A discussion of these matters is contained in author's paper (Bellman, 1971).

4. *Semigroups*. If the imbedding is in time, we obtain semigroups as a reflection of the principle of causality. These relations can easily be established by means of uniqueness.

Invariant imbedding also yields semigroups. This is discussed in the paper cited above.

R E F E R E N C E S

- Bellman R., 1971, in *Invariant Imbedding: Semigroups in Time, Space and Structure*, Conference on Applications of Numerical Analysis, Springer-Verlag, p. 9.
Bellman R., Wing G. M., 1974, *An Introduction to Invariant Imbedding*. John Wiley and Sons, Inc., New York.

ИНВАРИАНТНОЕ ВЛОЖЕНИЕ

РИЧАРД БЕЛЛМАН

Университет Южной Калифорнии, Лос Анжелес, США

1. *Введение.* Идеи Амбарцумяна очень плодотворны. В теории переноса излучения его идеи были использованы и расширены Чандрасекаром. «Принципы инвариантности» Амбарцумяна, развитые дальше, приводят к теории инвариантного вложения. Это очень мощный метод в математической физике и в анализе (см. Беллман и Уинг, 1974).

Целью этой краткой статьи является сделать некоторые замечания о теории инвариантного вложения.

2. *Вложение.* Одним из наиболее мощных методов в математике является вложение. Мы не рассматриваем проблему изолированно. Скорее, мы обсуждаем целое семейство проблем.

Соотношения между членами этой семьи часто приводят к уравнениям, которые дают желаемые решения.

Если вложение делается во времени, то мы имеем проблемы начальных значений. Эти проблемы часто могут быть легко анализированы и решены численно с помощью вычислительной машины.

Если вложение делается в пространстве, то положение часто бывает более трудным. Рассмотрим, например, плоскопараллельную область. Естественные граничные условия дают поток, который падает справа и слева. Таким образом естественно возникают двухточечные граничные проблемы. Анализ этих проблем обычно является трудным.

3. *Инвариантное вложение.* Инвариантное вложение, как указывает название, также является методом вложения. Однако теперь вложение делается в структуру.

Например, в отмеченной выше проблеме мы взяли бы толщину слоя как существенное переменное.

Этим путем мы приходим к проблемам начальных значений, которые легко могут быть анализированы и численно решены, используя диджитальную вычислительную машину.

Обсуждение этих вопросов содержится в статье автора (Беллман, 1971).

4. *Полугруппы*. Если вложение делается во времени, мы получаем полугруппы как отражение принципа причинности. Эти соотношения могут быть легко установлены с помощью единственности.

Инвариантное вложение также приводит к полугруппам. Этот вопрос подробно обсуждается в цитированной выше статье.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Bellman R.*, 1971, in *Invariant Imbedding: Semigroups in Time, Space and Structure*, Conference on Applications of Numerical Analysis, Springer-Verlag, p. 9.
- Bellman R., Wing G. M.*, 1974, *An Introduction to Invariant Imbedding*, John Wiley and Sons, Inc., New York.

INTERNAL MOTIONS AND AGE OF THE SUB-ASSOCIATION UPPER SCORPIO

A. BLAAUW

Leiden Observatory, The Netherland

Since, in the year 1947, academician Viktor Ambartsumian concluded from global properties of stellar associations (dimensions, densities) that these objects should be young and in a state of disintegration, their age and internal motions have been the subject of various investigations. As accurate proper motions must be used for the study of these motions, useful results can be obtained only for the nearest associations—i. e. within one kiloparsec at most. Recent examples of such studies are those pertaining to II Per, I Lac and Ia Ori by Lesh (1938, 1939).

In the present paper we show that the state of disintegration predicted by Ambartsumian is particularly clearly revealed in the case of the sub-association Upper Scorpio, which is part of the more extended B-star complex Scorpio—Centaurus. It probably is also the youngest of the sub groups into which the Scorpio-Centaurus association can be subdivided (see also Blaauw, 1964, Table II). So far, the motions in this association were studied from the point of view of the association as a whole, leading to a determination of the parallaxes of the individual member stars on the basis of interpretation in terms of solar motion (Bertiau, 1958; Jones, 1971). It was evident, from these and earlier studies, that the internal velocity dispersion was very small, which was the very reason why quite accurate individual parallaxes could be derived from the solar motion reflex.

There were, nevertheless, already in the data of Bertiau indications of an expanding trend in the internal motions of Upper Scorpio. Confirmation of this has now been obtained through incorporation of new meridian observations. As a result, the internal state of motion can be determined with higher precision than in any other case, and this not only allows a good determination of the expansion age, but also opens up possibilities for exploring the dimension and shape of the protostellar cloud in which the presently observed stellar motions must have originated.

For this study we use the stars in Bertiau's Table 1, located within R. A. $15^{\text{h}}10^{\text{m}}$ and $16^{\text{h}}40^{\text{m}}$, and Decl. -5° and -35° or, in galactic coordinates, between $l = 337^{\circ}$ and 360° and $b = +10^{\circ}$ and $+30^{\circ}$; the group can be identified in Bertiau's Fig. 1, a plot of the whole Scorpio-Centaurus association, where it is located between the "old" galactic coordinates $l^I = 308^{\circ}$ and 330° , and $b^I = +10^{\circ}$ and $+36^{\circ}$. The stars are listed in Table 1; their spectral types range from B0 to B6 except for the stars omicron Scorpii (A5 II) and alpha Scorpii (M2 I). All are brighter than $V = 6.0$. The stars are also plotted in our Figure 3.

Two sets of proper motions are used for the present study. They are:

a) Those given by Bertiau in his Table 11. For most of the stars, Bertiau calculated proper motions from the mean position in B. Boss' *General Catalogue* (GC), for epoch around the year 1900, and more modern positions in meridian catalogues with epochs up to about 1940. Of particular significance for these calculations was the series of Cape observations contained in the *First Cape Catalogue of Stars for the Equinox of 1950.0* and published by J. Jackson, 1953. For a few stars, proper motions had already been obtained according to this procedure by H. R. Morgan in his N30 catalogue. The proper motions thus obtained were combined by Bertiau with those in Boss' *General Catalogue* after reduction to the N30 system. For the present use, we have reduced these to the FK4 system with the tables of Brosche, Nowacki and Strobel (1964).

b) New proper motions, for the derivation of which we have used two recent meridian catalogues, each of which contains a majority of the stars in Upper Scorpio in so far as they also occur in Bertiau's list. The most important of these catalogues is *Perth 70* published in 1976 by E. Hög and J. von der Heide and observed at mean epoch around 1970 at Perth Observatory (Australia) with the Hamburg Meridian circle provided with a novel photoelectric multislit micrometer. Among stars contained in this catalogue, about 24900, with apparent magnitudes ranging from the brightest to about 9.0, we find 21 out of the 25 stars belonging to Upper Sco in Bertiau's list. For most of these, the new position is based on 4 or 6 observations which implies a mean error (r. m. s. error) of the 1970 position of about $0''.09$ in R. A. and about $0''.18$ in Dec. Combined with the positions for epoch around 1900 of the GC with mean errors of about $0''.06$ in R. A. and $0''.07$ in Dec., this catalogue alone already leads to annual proper motions, with mean errors of the order of $0''.0016$ and $0''.0027$ in R. A. and Dec., respectively, based on the epoch difference of 70 years. The second catalogue we used is *W₃50* of U. S. Naval Observatory, Washington (Adams, Bertul and Scott, 1964), containing somewhat fewer of our stars and observed around epoch 1953, and also

having 4 to 6 observations of most of the stars. The weight per observation is somewhat lower than for *Perth 70*. W_350 contributes about 20 percent of the weight of our second series of proper motions, and *Perth 70* about 80 percent.

The proper motions of this second series, due to the long time base and the high internal accuracy of the Perth catalogue, are of almost the same weight as those used by Bertiau. It must be realized, though, that they are not entirely independent because both these new proper motions and the N30 type proper motions incorporated by Bertiau have in common the GC positions for the first epoch.

The new series of proper motions, and the weighted means of these and the ones given by Bertiau are given in Table 1 together with the running numbers in Bertiau's Table 1 and the numbers in the W_350 catalogue (HR numbers) and those in *Perth 70*. Both series are in the system of FK4 and precessional corrections have been applied. It should be remarked, however, that the application of these corrections is hardly relevant, because for the present study we are mainly interested in the relative proper motions within the limited area of Upper Sco; for the same reason it is of little consequence whether we work in the system N30 or FK4.

Disintegration of a (sub) association can be checked by measuring the rate of expansion in the coordinates R. A. and Dec. and this is done by plotting $\mu_\alpha \cos \delta$, the proper motion in R. A. against R. A., and μ_δ , the proper motion in Dec. against Dec. See Figures 1 and 2 showing from top to bottom Bertiau's, p. m. s., the new ones, and the weighted means of these. In both Figures a positive gradient, k' is apparent; it amounts to

$$k'_\alpha = 0.00069 \text{ yr}^{-1} \text{ deg}^{-1} \text{ in R. A.}$$

$$k'_\delta = 0.00060 \text{ yr}^{-1} \text{ deg}^{-1} \text{ in Dec.}$$

These gradients are partly due to the solar motion with respect to the group in the direction of the line of sight. The mean radial velocity of Upper Sco is -4.4 km/sec . With the adopted mean parallax of 0.005 this causes an apparent expansion of

$$k_r = 0.00008 \text{ yr}^{-1} \text{ deg}^{-1},$$

so that the corrected values are

$$k_\alpha = 0.00061 \text{ yr}^{-1} \text{ deg}^{-1} \text{ in R. A.}$$

and

$$k_\delta = 0.00052 \text{ yr}^{-1} \text{ deg}^{-1} \text{ in Dec.}$$

The average of these, $0.00057 \text{ yr}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ corresponds to an expansion time scale of $6.3 \times 10^6 \text{ years}$.

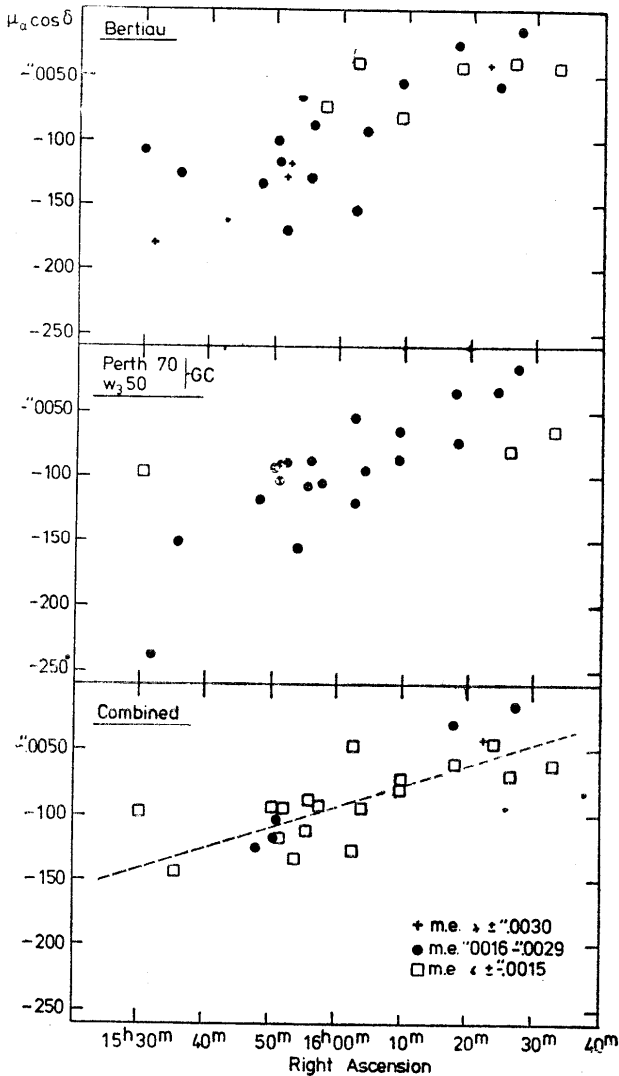


Fig. 1. Proper motions in R. A. plotted against R. A. Upper part: proper motions used by Bertiau; middle part: newly determined proper motions based on positions in GC, W₃ 50 and Perth 70; lower part: weighted mean of the above. Different symbols indicate different ranges of mean error of p. m., see explanation in lower right corner.

Fig. 3 shows the proper motion vectors after subtraction of the amount $+0.0090$ in R. A. and $+0.0240$ in Dec. These latter amounts roughly correspond to the mean systematic motion of the stars around

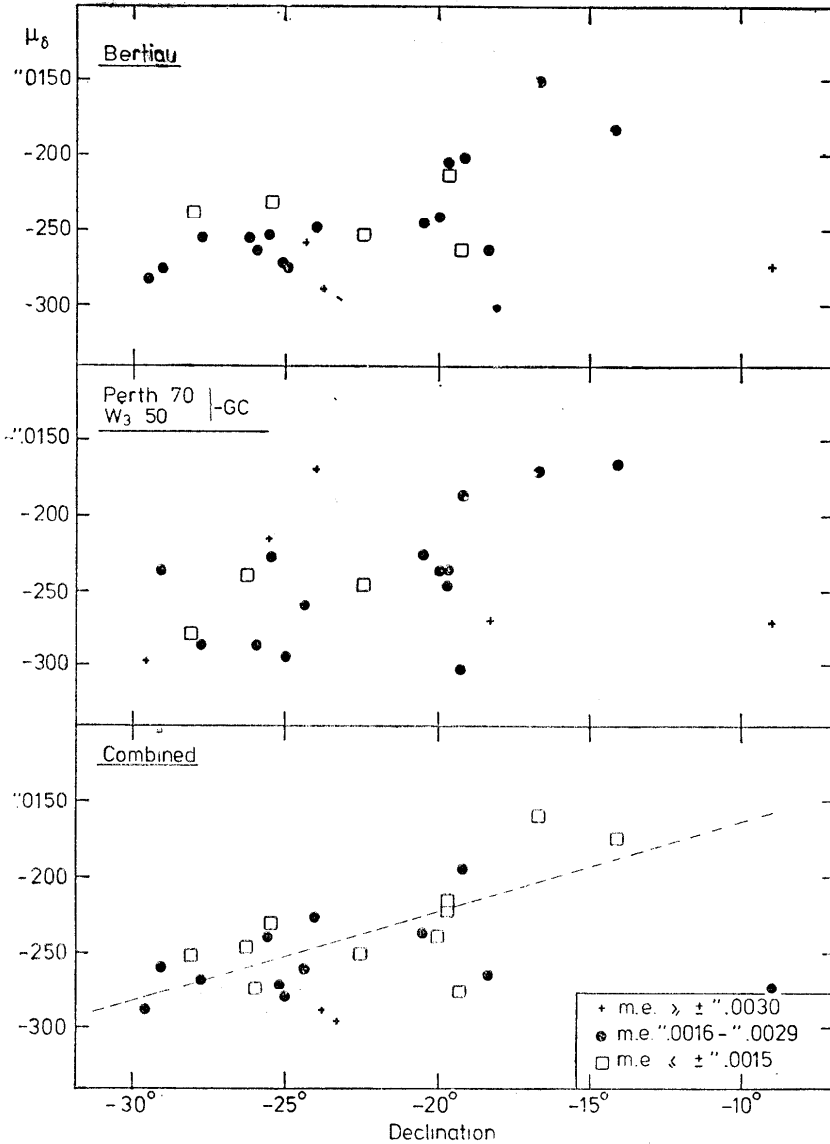


Fig. 2. Proper motions in Dec. plotted against Dec. Same arrangements as in Fig. 1.

the coordinates R. A. = $16^h 5^m$; Dec. = $-23^\circ 5'$. The general expansion in the vectors is evident, but there are conspicuous deviations from the general pattern, of which the most obvious are Bertiau nos. 45, 66 and 70, all located in the upper part of the diagram. A striking case are also nos. 61 and 62, β_1 and β_2 Sco for which, however, the mean vector fits

well in the general pattern. The case of these two stars is commented upon below. In general, the proper motion vectors do not seem to allow interpretation in terms of expansion from a common, small central region. Confidence in the reality of the deviations of proper motion components

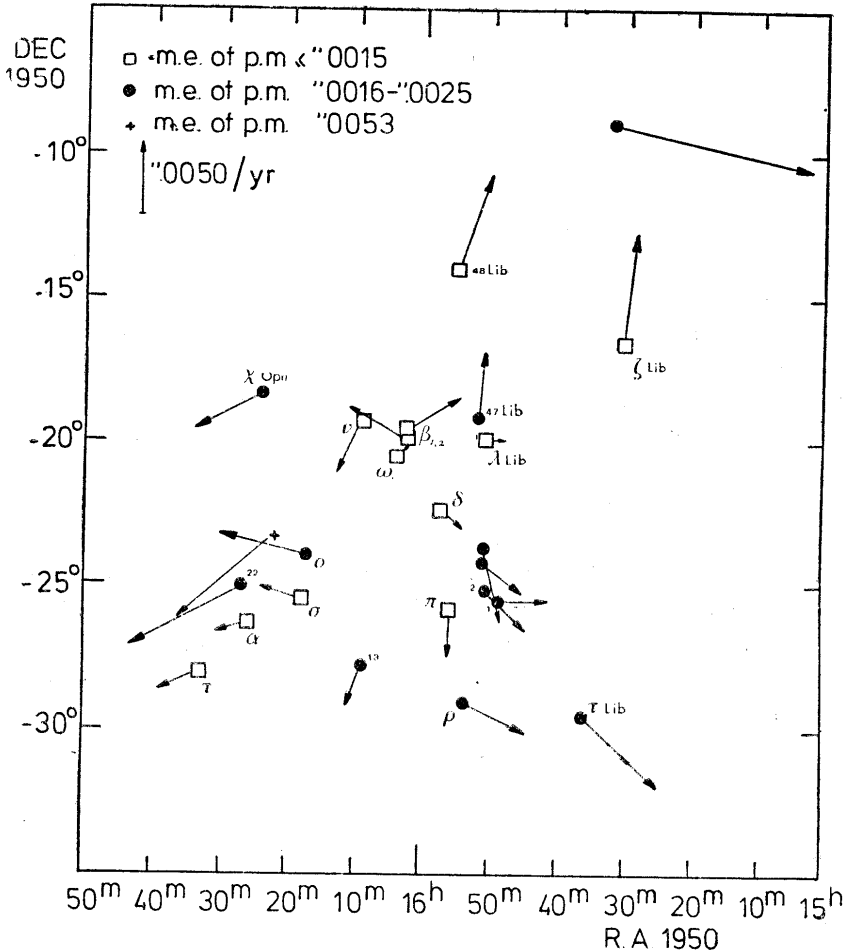


Fig. 3. The array of relative proper motions. Symbols marking the positions of the stars indicate the range of m. e. of the proper motion. Some star names are marked (in Scorpius unless otherwise indicated).

from such a simplified pattern and from the average relations in Figures 1 and 2 is strengthened by the fact that for the most accurate proper motions deviations in the same sense are found from the two nearly independent sets in the upper and middle divisions of Figures 1 and 2.

Accordingly, given these very accurate individual proper motions, we may now proceed one step further than was possible in most earlier

studies of expanding associations, and ask: *to what extent can we trace back the structure of the prestellar cloud in which these stars formed?* Naturally, for a complete solution of this problem we need, apart from very precise proper motions, also information on the ages of the stars. The latter still lack the required precision. Nevertheless, *something* can be found by tracing backwards the path of the individual stars and consider their location at given epochs in the past, at intervals of, say, a million years. By doing so, we find that this prestellar cloud structure probably was oblong shaped, with the longest dimension somewhat tilted with respect to the north south direction, and of length about 13° in projection, corresponding to about $45 pc$. The smallest, lateral dimension cannot well be determined without accurate knowledge of the stars' ages; it probably is about one third of the largest dimension, that is $15 pc$. The case is illustrated in Figure 4, which shows, (a) the present configuration, (b) the configuration obtained by tracing the proper motions back to the epoch -4×10^6 years, and (c) the configuration at epoch -8×10^6 years. It is found, by also comparing with configurations at intermediate stages, that the smallest overall dimensions are found at about -4×10^6 years. In this retracing we have not yet corrected the proper motions for the expansion due to line of sight motion expressed before by k_r . Taking this into account leads to an epoch of smallest overall-dimension, particularly of smallest lateral extent, of the "cloud", between -4.5×10^6 and -5×10^6 years. This is probably a more realistic estimate of the expansion age of the group, than the one directly derived from the average of k_α and k_δ , and we accordingly propose to adopt for it

$$T_{\text{exp}} \sim 5 \times 10^6 \text{ years.}$$

It is to be understood that this age is counted from the time when the stars may be considered to have started moving as independent units, which will be somewhat in excess of the time elapsed since they settled on the main sequence.

The site and shape of the proto stellar cloud from which Upper Scorpio originated, as it is thus revealed, is comparable to the extended CO molecular clouds as found, for instance, in Orion. See the review by Thaddeus (1977). The Orion clouds connected with NGC 2024 and Ori A have largest projected dimensions of 50 and 70 pc , respectively, corresponding with 44 and 61 pc , and also smallest dimensions about one third of this.

In the present case, a concentration of star formation seems to have occurred in the central part of the cloud giving birth to the stars β_1 , β_2 Sco (B0.5V, B2V, 61 + 62), δ Sco (B0V, 59), ω_1 Sco (B1V, 64), 48 Lib

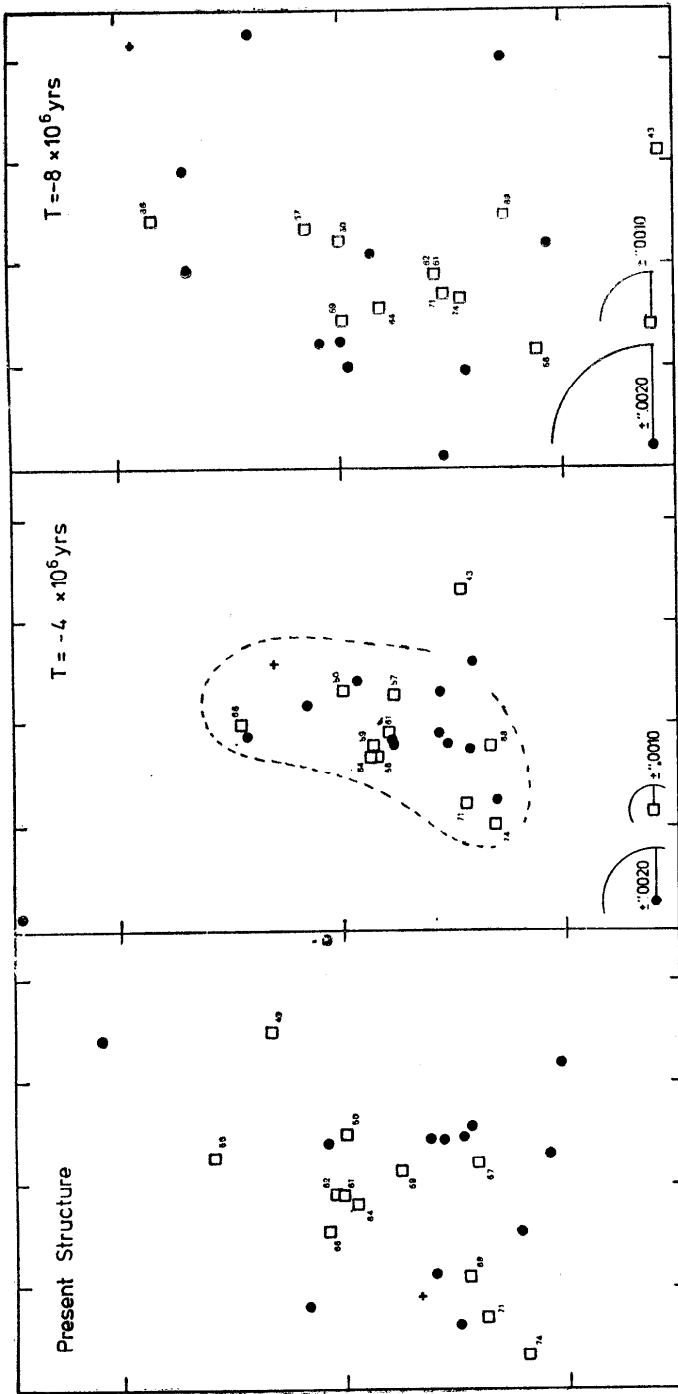


Fig. 4. Left division: present positions (as in Fig. 3); middle division: positions traced back to epoch -4×10^5 years; right division: positions traced back to -8×10^6 years. Symbols marking the stars' positions have the same meaning as in Fig. 3. Circles at the bottom of the latter two divisions (with radius m. e. of p. m. \times time) mark the circular area of 46% likelihood for the true position to be in this area for the cases of m. e. 0.0010 and 0.0020 for the annual proper motions. Dotted lines in the middle figure suggest the outline of the prestellar cloud.

(Bp, 56), 2 Sco (B2.5V, 51), HD 142165 (B6V, 52), π Sco (B1V, 57) and λ Lib (B3V, 50). Originating from the more southern extension must have been, among others, α Sco (Antares, M2I, 71), τ Sco (B0V, 74) and σ Sco (B1III, 68), whereas γ Oph (A2V, 70) should have originated in the northern extension. The last numbers in parentheses, following these star names, refer to the running numbers of Bertiau and may help identify the stars in Fig. 4. In the middle and right divisions of Fig. 4 the two error circles at the bottom indicate the circular surface around the marked stellar positions which has a 46% likelihood of containing the true position for the cases of proper motions with mean errors of ± 0.0010 and ± 0.0020 , respectively.

A study of the possible regions of origin of later type, fainter stars belonging to Upper Scorpio will be part of an extension of the present investigation, covering also other subassociations for which accurate proper motions may now be determined. This will then also refer to photometric aspects.

Average projected internal velocities can be derived from the relative total proper motions shown in Figure 3. Taking into account the (relatively small) corrections for r. m. s. errors of the proper motions, and using a distance of 200 *pc*, we find an average projected linear velocity (excluding star no. 45) of

$$V = 3.8 \text{ km/sec},$$

with about equal contribution from the α and the δ components, namely $V_\alpha = V_\delta = 2.7 \text{ km/sec}$. There is a slight indication of mass dependence for the total projected velocity: 3.4 *km/sec* for the stars more luminous than visual absolute magnitude -2.0 and 4.6 *km/sec* for the fainter ones, but the numbers of stars are too small for conclusive evidence.

Separation of the stars according to luminosity also reveals that those in the western half of the sub-association are preponderately fainter than $M_V = -2.0$, whereas those at the east side are nearly all brighter, up to $M_V = -5$; again, however, the numbers are too small to attach much significance to this observation. This state of affairs, however, rules out the possibility of checking an expansion age dependence on luminosity (and, hence, on mass).

The case of β_1 and β_2 Scorpii requires special comment. The pair has a separation of 13.3 corresponding to 2700 astronomical units. The well determined relative proper motion of the two components is $0.0080 \pm \pm 0.0015$ (m. e.) per year, virtually entirely in R. A. This corresponds to $7.6 \pm 1.4 \text{ km/sec}$. The difference between the radial velocities is about 2.8 *km/sec*.

Assuming a spatial separation of 3000 $a. u.$ and a total mass of the system of 32 solar masses ($\mathfrak{M}_1 = 20$, $\mathfrak{M}_2 = 12$) we find the velocity of escape of one component with respect to the other to be 4.3 $km/sec.$ The observed relative velocity exceeds this value, but not considerably. We conclude that it is not impossible that the system is either just a bound one, or one that may have recently left this stage through mass loss or a triple encounter. Balancing this supposition against the odds that we are dealing with merely a case of optical duplicity notwithstanding the very small separation of only $13''$, we have preferred, in the foregoing presentation, to proceed on the (admittedly somewhat bold) assumption that the system, at least until recently, has been a bound one. Accordingly we have traced its past path by means of the combined proper motion.

We conclude, finally, that retracing of the proper motions in sub-associations, even when the stellar ages are not yet very precisely known, opens up interesting possibilities for exploring the sizes and structures of the pre-stellar clouds from which these groups have originated. A primary requirement for this, are proper motions with an accuracy of 0.0010 or better. So far, meridian observations have provided these only for the best observed among the brighter stars. For the real breakthrough towards the much larger sample of subassociations at larger distances, and, hence, fainter magnitudes, progress would seem to depend largely on the realization of astrometric satellite observations.

REFERENCES

- Adams A. N., Bestul S. M., Scott D. K., 1964, Publ. U. S. Naval. Obs. (II), Vol. 19, Part 1.
 Bertiau F. C., 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 533.
 Blaauw A., 1964, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **2**, 213.
 Brosche P., Nowacki H., Strobel W., 1964, *Veröff. Astr. Rechen. Inst. Heidelberg*, No. 15.
 Jones D. H. P., 1971, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **152**, 231.
 Lesh J. R., 1968, *Astrophys. J.*, **152**, 905.
 Lesh J. R., 1969, *Astron. J.*, **74**, 891.
 Thaddeus P., 1977, in *Star Formation*, IAU Symposium No. 75, ed. T. de Jong and A. Maeder, p. 37.

СОБСТВЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ И ВОЗРАСТ СУБАССОЦИАЦИИ ВЕРХНИЙ СКОРПИОН

А. БЛААУ

Лейденская обсерватория, Голландия

Поскольку в 1947 г. академик Виктор Амбарцумян, исходя из глобальных свойств звездных ассоциаций (размеры, плотности), пришел к выводу, что эти объекты должны быть молодыми и находиться в состоянии распада, вопросы об их возрасте и внутренних движениях стали предметом многих исследований. Так как для изучения этих движений требуются точные собственные движения, то полезные результаты могут быть получены только для ближайших ассоциаций, т. е. не далее одного килопарсека, в максимуме. Последними примерами таких исследований являются исследования Леш (1968, 1969), относящиеся к ассоциациям Персей II, Ящерица I и Орион Ia.

В настоящей статье мы показываем, что состояние распада, предсказанное Амбарцумяном, особенно ясно обнаруживается в случае субассоциации Верхний Скорпион, которая является частью более протяженного комплекса В-звезд Скорпион—Центавр. Она является, вероятно, также самой молодой из подгрупп, на которые ассоциация Скорпиона—Центавра может быть подразделена (см. также Блаау, 1964, табл. II). До сих пор движения в этой ассоциации были изучены с точки зрения ассоциации как целого, что привело к определению параллаксов отдельных членов-звезд на основе интерпретации, исходя из движения Солнца (Бертио, 1968; Джонс, 1971). Из этих и более ранних исследований было очевидно, что дисперсия внутренних скоростей была очень мала, что было истинной причиной того, что из отражения солнечного движения могли быть выведены вполне точные индивидуальные параллаксы.

Уже в данных Бертио, однако, были указания на тенденцию расширения во внутренних движениях группы Верхний Скорпион. Подтверждение этому было получено в настоящее время посредством введения новых меридианных наблюдений. В результате внутреннее состояние движений может быть определено с более высокой точностью, чем в любом другом случае, и это не только позволяет надежно определить

возраст расширения, но также открывает возможности для исследования размеров и формы протозвездного облака, в котором должны были возникнуть звездные движения, наблюдаемые в настоящее время.

Для настоящего исследования мы использовали звезды из табл. 1 Бертио, расположенные между прямыми восхождениями $15^{\text{h}}10^{\text{m}}$ и $16^{\text{h}}40^{\text{m}}$ и склонениями -5° и -35° , или, в галактических координатах, между $l = 337^\circ$ и 360° и $b = +10^\circ$ и $+30^\circ$. Группа может быть отождествлена на фиг. 1 Бертио и представляет участок всей ассоциации Скорпиона — Центавра. Она расположена между «старыми» галактическими координатами $l^I = 308^\circ$ и 330° и $b^I = +10^\circ$ и $+36^\circ$. Звезды внесены в список в табл. 1; их спектральные типы классифицируются от В0 до В6, за исключением звезд омикрон Скорпиона (А5 II) и альфа Скорпиона (М2 I). Все они ярче $V = 6.0$. Звезды эти нанесены и на нашу фиг. 3.

Для настоящего исследования используются две серии собственных движений. Именно:

а) собственные движения, данные Бертио в его табл. 11. Для большинства звезд собственные движения Бертио вычислил по среднему положению в *Общем каталоге* (GC) Б. Босса для эпохи около 1900 г., а более современные положения по меридианным каталогам с эпохами до приблизительно 1940 г. Особо важное значение для этих вычислений имела серия наблюдений, выполненных на мысе Доброй Надежды (Саре), содержащихся в *Первом Саре-каталоге звезд для равноденствия 1950.0* и опубликованных Дж. Джексонном в 1953 г. Для нескольких звезд собственные движения были уже получены по этой методике Х. Р. Морганом в его каталоге N 30. Собственные движения, полученные таким образом, были объединены Бертио с таковыми в *Общем каталоге* Босса после редукции к системе N 30. Для настоящей работы мы привели их к системе FK4 с помощью таблиц Броше, Новацки и Стобея (1964).

б) Новые собственные движения, для вывода которых мы использовали два недавних меридианных каталога, каждый из которых содержит большинство звезд в Верхнем Скорпионе, встречающихся также в списке Бертио. Наиболее важным из этих каталогов является каталог *Перт 70* (Perth 70), опубликованный в 1976 г. Э. Хёгом и Дж. фон дер Хейде, на основе наблюдений, выполненных для средней эпохи около 1970 г. на обсерватории Перт (Австралия) с Гамбургским меридианным кругом, снабженным новым фотоэлектрическим многощелевым микрометром. Среди около 24 900 звезд, содержащихся в этом каталоге, с видимыми звездными величинами от самой яркой до приблизительно 9.0, мы находим 21 из 25 звезд, принадлежащих Верхнему Скор-

пиону, в списке Бертио. Для большинства из них новое положение основывается на 4 или 6 наблюдениях и соответствует средней ошибке (среднеквадратичное значение) положения для 1970 г., около $0.09''$ — по прямому восхождению и около $0.18''$ — по склонению. Скомбинированный с положениями для эпохи около 1900 г. *Общего каталога* со средними ошибками около $0.06''$ — по прямому восхождению и $0.07''$ — по склонению, только этот каталог уже приводит к годичным собственным движениям, со средними ошибками порядка $0.016''$ и $0.0027''$ по прямому восхождению и склонению, соответственно, основанных на разности эпох в 70 лет. Вторым каталогом, который мы использовали, является каталог *W₃50* Морской обсерватории США, Вашингтон (Адамс, Бертул и Скотт, 1964), содержащий несколько меньше наших звезд и основанный на наблюдениях, выполненных около эпохи 1953 г., и также имеющий по 4 или 6 наблюдений для большинства звезд. Вес на одно наблюдение для него несколько меньше, чем для каталога *Перт 70*. Каталог *W₃50* вносит около 20% веса нашей второй серии собственных движений, а *Перт 70* около 80%.

Собственные движения этой второй серии, благодаря длительной временной базе и высокой внутренней точности Каталога Перта, имеют почти тот же вес, что и собственные движения, использованные Бертио. Следует это ясно представлять себе, хотя они не являются вполне независимыми, потому что оба эти новые собственные движения и собственные движения каталога N 30, объединенные Бертио, имеют общие положения каталога ГС для первой эпохи.

Новая серия собственных движений и взвешенные средние этих и других собственных движений, данных Бертио, приведены в табл. 1, вместе с номерами измерений в табл. 1 Бертио и номерами в каталоге *W₃50* (номера HR) и теми же номерами в каталоге *Перт 70*. Обе серии даны в системе FK4, и были применены прецессионные поправки. Следует заметить, однако, что применение этих поправок едва ли уместно, так как для настоящего исследования нас интересуют, главным образом, относительные собственные движения внутри ограниченной площади Верхнего Скорпиона: по той же причине мало значения имеет то обстоятельство, используем ли мы систему N 30 или FK 4.

Распад какой-либо (суб)ассоциации может быть проверен посредством измерения скорости расширения по прямому восхождению и склонению, и это дается посредством нанесения собственного движения по прямому восхождению $\mu_{\alpha} \cos \delta$ напротив прямого восхождения и собственного движения по склонению μ_{δ} — напротив склонения. На фиг. 1 и 2 показаны (сверху вниз) собственные движения Бертио, новые дан-

Таблица 1

Бертно №	GC №	W ₃₅₀ №	Перт 70 №	α 1950	δ	Новые собственные движения Перт 70, W ₃₅₀ , GC единица 0,0001/год		Среднее (Бертно + Новые) единица 0,0001/год	
						$\mu_{\alpha} \cos \delta$ м. е. ±	μ_{δ} м. е. ±	$\mu_{\alpha} \cos \delta$ м. е. ±	μ_{δ} м. е. ±
ζ Lib 43	20887	3627	43274	15 ^h 30 ^m 1	— 16°41'	— 96 13	— 170 21	— 98 11	— 160 15
45	20923		13016	31.7	— 9 1	— 238 19	— 272 30	— 226 17	— 273 22
τ Lib 47	21019		43301	35.6	— 29 37	— 151 16	— 298 32	— 143 14	— 288 20
1 Sco 49	21285		43353	48.0	— 25 36	— 118 20	— 216 32	— 124 16	— 240 20
λ Lib 50	21327	3701	31415	50.4	— 20 1	— 93 8	— 237 19	— 94 7	— 239 13
2 Sco 51	21329			50.6	— 25 11			— 117 24	— 272 22
52	21339		43360	50.9	— 24 23	— 104 16	— 260 29	— 117 14	— 260 21
53	21341		43361	50.9	— 23 50	— 91 22	— 260 32	— 103 19	— 275 22
47 Lib 54	21364	3707	43366	52.1	— 19 14	— 89 15	— 186 27	— 95 13	— 194 20
p Sco 55	21398		43373	53.8	— 29 4	— 156 16	— 237 28	— 134 14	— 260 18
48 Lib 56	21439	3714	31417	55.4	— 14 8	— 107 10	— 165 20	— 112 9	— 174 14
π Sco 57	21447	3718	30592	55.8	— 25 58	— 88 9	— 287 22	— 88 8	— 274 14
59	21489	3727	30594	57.4	— 22 29	— 105 7	— 246 15	— 94 6	— 250 10
ρ_1 Sco 61	21609	3747	3747	16 2.5	— 19 40	— 54 8	— 246 18	— 47 5	— 220 8
ρ_2 Sco 62	21610	3748	43408	2.5	— 19 40	— 120 13	— 236 21	— 127 12	— 218 14
ϕ_1 Sco 64	21639	3752	43411	3.9	— 20 32	— 95 13	— 225 24	— 94 11	— 236 16
13 Sco 65	21778		43434	9.2	— 27 48	— 86 14	— 286 29	— 80 13	— 268 19
ψ Sco 66	21773	3773	43431	9.1	— 19 20	— 64 12	— 302 23	— 72 9	— 275 13
0 Sco 67	21969		43471	17.6	— 24 3	— 35 27	— 169 39	— 30 19	— 226 22
σ Sco 68	21982	3803	30607	18.1	— 25 28	— 73 10	— 227 21	— 61 8	— 231 13
69	22070			22.4	— 23 21			— 22 55	— 296 50
χ Oph 70	22117	3828	43493	24.1	— 18 21	— 33 19	— 270 30	— 45 14	— 265 18
α Sco 71	22157	3834		26.3	— 26 19	— 100 9	— 239 15	— 70 9	— 247 8
22 Sco 72	22179		43504	27.2	— 25 0	— 16 18	— 294 32	— 16 16	— 280 22
τ Sco 74	22303	3864	30620	32.8	— 28 7	— 65 7	— 279 22	— 62 6	— 252 13

ные и взвешенные средние обоих. На обеих фигурах очевиден положительный градиент k' , равный:

$$k'_\alpha = 0.00069 \text{ год}^{-1} \text{ град}^{-1} \text{ по } \alpha,$$

$$k'_\delta = 0.00060 \text{ год}^{-1} \text{ град}^{-1} \text{ по } \delta.$$

Фиг. 1. Собственные движения по α , нанесенные напротив α . Верхняя часть: собственные движения, использованные Бертио; средняя часть: недавно определенные собственные движения, основанные на положениях в каталогах GC, W₃50 и Перт 70; нижняя часть: взвешенное среднее обоих данных. Различные символы указывают на разные величины средней ошибки собственного движения, см. объяснение в нижнем правом углу.

Фиг. 2. Собственные движения по δ , нанесенные напротив δ . Обозначения те же, что на фиг. 1.

Эти градиенты частично обусловлены движением Солнца относительно группы в направлении луча зрения. Средняя лучевая скорость Верхнего Скорпиона равна — 4.4 км/сек. При принятом среднем параллаксе в 0.005 это приводит к видимому расширению

$$k_r = 0.00008 \text{ год}^{-1} \text{ град}^{-1},$$

так, что исправленные значения будут

$$k_\alpha = 0.00061 \text{ год}^{-1} \text{ град}^{-1} \text{ по } \alpha,$$

$$k_\delta = 0.00052 \text{ год}^{-1} \text{ град}^{-1} \text{ по } \delta.$$

Среднее из этих значений $0.00057 \text{ год}^{-1} \text{ град}^{-1}$ соответствует шкале времени расширения в $6.3 \times 10^8 \text{ лет}$.

Фиг. 3 показывает векторы собственных движений после вычитания величины 0.0090 в прямом восхождении и 0.0240 в склонении. Эти

Фиг. 3. Распределение собственных движений. Символы, характеризующие положение звезд, указывают на пределы средних ошибок собственных движений. Отмечены обозначения некоторых звезд (для Скорпиона без упоминания названия созвездия).

последние величины грубо соответствуют среднему систематическому движению звезд вокруг координат: $\alpha = 16^{\text{h}}5^{\text{m}}$; $\delta = -23^\circ 5'$. По этим векторам общее расширение очевидно, однако имеются заметные отклонения от общей картины, наиболее очевидными из которых являются звезды № 45, 66 и 70, все расположенные в верхней части диаграммы. Поразительными случаями являются также № 61 и 62, β_1 и β_2 Sco, для которых, однако, средний вектор хорошо подходит общей картине. Слу-

чай этих двух звезд комментируется ниже. В общем векторы собственных движений, кажется, не позволяют интерпретировать картину в рамках расширения из общей небольшой центральной области. Уверенность в реальности отклонений компонентов собственных движений от такой упрощенной картины и от средних соотношений фиг. 1 и 2 подкрепляется тем фактом, что для наиболее точных собственных движений отклонения в том же смысле обнаруживаются из двух почти независимых рядов в верхнем и среднем делениях фиг. 1 и 2.

Таким образом, имея эти точные индивидуальные собственные движения, мы можем теперь продвинуться на шаг дальше, чем было возможно в наиболее ранних исследованиях расширяющихся ассоциаций, и спросить: *до какой степени мы можем проследить обратно строение дозвездного облака, в котором формировались эти звезды?* Естественно, для полного решения этой проблемы мы нуждаемся, кроме очень точных собственных движений, также в информации о возрастах звезд. Последняя еще не имеет требуемой точности. Тем не менее, *что-то* может быть найдено посредством прослеживания назад траектории отдельных звезд и рассмотрения их положения в данных эпохах в прошлом, в периоды, скажем, миллион лет назад. Поступая таким образом, мы находим, что строение этого дозвездного облака, вероятно, имело продолговатую форму, с длиннейшим измерением, несколько наклоненным относительно северо-западного направления, и длиной около 13° в проекции, соответствующей около 45 пс . Наименьший боковой размер не может быть хорошо определен без точного знания возрастов звезд; он, вероятно, равен около одной трети наибольшего размера, то есть 15 пс . Этот случай иллюстрируется на фиг. 4, которая показывает: (а) — настоящую конфигурацию, (б) — конфигурацию, полученную посредством перемещения собственных движений обратно к эпохе — $4 \times 10^6 \text{ лет}$ и (с) — конфигурацию в эпоху — $8 \times 10^6 \text{ лет}$. Путем сравнения также с

Фиг. 4. Слева: современные положения (как на фиг. 3). В середине: положения в эпоху — $4 \times 10^6 \text{ лет}$; справа: положения в эпоху — $8 \times 10^6 \text{ лет}$. Символы, показывающие положения звезд, имеют то же значение, что на фиг. 3. Круги внизу на двух последних частях (с радиусом равным средней ошибке собственного движения умноженной на время) отмечают круговую площадь, имеющую 46% вероятности нахождения истинного положения на этой площади в случае средних ошибок 0.0010 и 0.0020 для годичных собственных движений. Пунктирная линия в середине фигуры показывает предполагаемый контур дозвездного облака.

конфигурациями в промежуточных стадиях найдено, что наименьшие предельные размеры приходятся на эпоху около — $4 \times 10^6 \text{ лет}$. При этом мы еще не исправили собственные движения за расширение, обусловленное движением по лучу зрения, ранее выраженное через k_r . Учет этого

обстоятельства приводит для наименьшего предельного размера, в частности, наименьшей боковой протяженности «облака», к эпохе между — 4.5×10^6 и — 5×10^6 лет. Это является, вероятно, более реалистичной оценкой возраста расширения группы, чем возраст, выведенный непосредственно из средних k_x и k_y и в соответствии с этим мы предлагаем принимать для него значение

$$T_{\text{расш}} \simeq 5 \times 10^6 \text{ лет.}$$

Следует понять, что этот возраст вычисляется от времени, когда звезды могут рассматриваться начинающими двигаться как независимые единицы, и будет несколько больше времени, прошедшего после того, как они поселились на главной последовательности.

Положение и форма протозвездного облака, из которого образовалась группа Верхнего Скорпиона, таким образом, сравнимы с таковыми протяженных молекулярных облаков CO, как, например, недавно открыто в Орионе (см. обзор Тадеуса, 1977). Облака Ориона, связанные с NGC 2024 и Ori A, имеют наименьшие размеры в проекции (соответствующие 50 и 70 pc), 44 и 61 pc, соответственно и также наименьшие размеры около одной трети этого значения.

В настоящем случае концентрация формирования звезд, кажется, имела место в центральной части облака, давшего начало звездам β_1 , β_2 Sco (B0.5V, B2V, 61 + 62), δ Sco (B0V, 59); ω_1 Sco (B1V, 64), 48Lib (Bp, 56), 2 Sco (B2.5V, 51), HD 142165 (B6 V, 52), π Sco (B1V, 57) и λ Lib (B3V, 50). Из более южного протяжения должны были возникнуть, среди других, α Sco (Антарес, M2V, 71), τ Sco (B0V, 79) и σ Sco (B1III, 68), тогда как γ Oph (B2V, 70) должна была возникнуть в северном протяжении. Последние цифры в скобках после названия звезды относятся к номерам измерений Бертио и могут помочь отождествлению звезд на фиг. 4. На этой фигуре на средней и правой частях два круга ошибок внизу указывают круговую площадь вокруг отмеченных положений звезд, которые имеют 46% вероятности содержать истинное положение для случаев собственных движений со средними ошибками, равными ± 0.0010 и ± 0.0020 , соответственно.

Изучение возможных областей возникновения более позднего типа, более слабых звезд, принадлежащих группе Верхнего Скорпиона, будет частью продолжения настоящего исследования, охватывающего также другие субассоциации, для которых в настоящее время могут быть определены точные собственные движения. Это, тогда, будет относиться и к фотометрическим аспектам.

Средние внутренние скорости в проекции могут быть выведены из относительных полных собственных движений, показанных на фиг. 3.

Учитывая поправки за среднеквадратичные значения ошибок (относительно небольшие) собственных движений и используя расстояние 200 *пс*, мы находим среднюю линейную скорость в проекции (исключая звезду № 45)

$$V = 3.8 \text{ км/сек},$$

с приблизительно равным вкладом от α и δ компонентов, именно $V_\alpha = V_\delta = 2.7 \text{ км/сек}$. Имеется слабое указание на зависимость полной скорости в проекции от массы, 3.4 *км/сек* для звезд более ярких, чем визуальная абсолютная величина — 2.0 и 4.6 *км/сек* для более слабых звезд, однако числа звезд слишком малы для решающего доказательства.

Разделение звезд по светимости также показывает, что звезды в западной половине субассоциации преимущественно слабее $M_V = -2.0$, тогда как звезды восточной части почти все ярче (до $M_V = -5$); снова, однако, числа слишком малы, чтобы этому наблюдению приписывать большое значение. Это положение дел, однако, исключает возможность проверки зависимости возраста расширения от светимости (и, следовательно, от массы).

Случай звезд β_1 и β_2 Скорпиона требует специального пояснения. Пара имеет разделение, равное 13.3, соответствующее 2700 астрономическим единицам. Хорошо определенное собственное движение двух компонентов составляет 0.0080 ± 0.0015 (средняя ошибка) за год, фактически всецело по α . Это соответствует $7.6 \pm 1.4 \text{ км/сек}$. Разница между лучевыми скоростями равна около 2.8 *км/сек*.

Предполагая, что пространственное разделение равно 3000 *а.е.* и полная масса системы—32 солнечных массам ($M_1 = 20$, $M_2 = 12$), мы находим скорость ухода одной компоненты от другой, равную 4.3 *км/сек*. Наблюдаемая относительная скорость превышает это значение, но не существенно. Мы приходим к выводу, что не исключена возможность, что система либо еле-еле связана, либо недавно покинула эту стадию, вследствие потери массы или тройного сближения. Сопоставляя это предположение с разногласием, что мы имеем дело просто со случаем оптической двойственности, вопреки очень небольшому разрешению (только 13"), мы предпочли, в вышеупомянутом представлении, исходить из допущения, что система, по крайней мере до недавнего времени, была связанной. В соответствии с этим мы проследили за ее траекторией с помощью скомбинированного собственного движения.

В заключение мы приходим к выводу, что проследение назад по собственным движениям в субассоциациях, даже когда возрасты звезд

очень точно еще не известны, открывает интересные возможности для исследования размеров и строения дозвездных облаков, из которых произошли эти группы. Основное требование для этого связано с наличием собственных движений с точностью 0.0010 или лучше. До сих пор меридианные наблюдения обеспечивали такую точность только для наилучше наблюдаемых ярчайших звезд. Для реального прорыва к гораздо большей выборке субассоциаций на больших расстояниях и, следовательно, более слабых звездных величин, прогресс, кажется, будет зависеть, в значительной мере, от осуществления наблюдений с помощью астрометрических спутников.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Adams A. N., Bestul S. M., Scott D. K.*, 1964, Publ. U. S. Naval. Obs. (II), Vol. 19, Part 1.
- Bertiau F. C.*, 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 533.
- Blaauw A.*, 1964, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **2**, 213.
- Brosche P., Nowacki H., Strobel W.*, 1964, *Veröff. Astr. Rechen. Inst. Heidelberg*, No. 15.
- Jones D. H. P.*, 1971, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **152**, 231.
- Lesh J. R.*, 1968, *Astrophys. J.*, **152**, 905.
- Lesh J. R.*, 1969, *Astron. J.*, **74**, 891.
- Thaddeus P.*, 1977, in *Star Formation*, IAU Symposium No. 75, ed. T. de Jong and A. Maeder, p. 37.

HERBIG—HARO OBJECTS: OBSERVATION AND THEORY

KARL-HEINZ BÖHM

University of Washington, Seattle, USA

1. INTRODUCTION

Between 1950 and 1952 Herbig (1951) and Haro (1950, 1952) discovered a number of small nebula-like objects which occur in moderately to heavily obscured regions, very often show an unusual and characteristic geometrical structure (with starlike condensations) and have characteristic emission-line spectra (Herbig, 1951) which indicate a very low degree of ionization. It was immediately realized that these objects are very similar to Burnham's nebula (Herbig, 1950) which is a small nebula surrounding the young star T Tauri. In later studies it was emphasized that Herbig—Haro objects occur only in regions in which (young) T Tauri stars are also present (cf. Herbig, 1932a, 1939, 1974).

The first theoretical study of these objects was made by Ambartsumian (1954) who also was the first to introduce the name "Herbig—Haro objects". Ambartsumian emphasized that the Herbig—Haro (H—H) objects are young.

It was quite obvious that any further progress would depend strongly on additional observational data for these intriguing objects. There was little doubt that spectroscopic and spectrophotometric data would be especially useful in view of their large information content. The first and fundamental spectroscopic information was obtained by Herbig (1951). Early spectrophotometric studies were carried out by Böhm (1956), Osterbrock (1958) and Haro and Minkowski (1950). These early observations showed emission line spectra of permitted and forbidden lines plus a very faint continuum. The line spectra were immediately recognized as unusual (in comparison to normal gaseous nebulae) because of the surprisingly great strength of the neutral lines and the relatively great flux in Ca II H and K lines as well as the presence of many [Fe II] and [Fe III] lines (Herbig, 1951).

Because of the faintness of the Herbig—Haro objects and the need for relatively large telescopes for their observation, further progress has been relatively slow. However, very recently there has been a renewed strong interest in observational and theoretical studies of H—H objects (cf. Herbig, 1973, 1974; Strom, Strom and Grasdalen, 1974; Strom, Grasdalen and Strom, 1974; Strom, Strom and Kinman, 1974; Böhm, Perry and Schwartz, 1973; Böhm, Schwartz and Siegmund, 1974; Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976; Schwartz, 1974, 1975, 1976, 1977, 1978; Gurzadyan, 1974, 1975; Gyul'budagyan, 1975, 1977; Böhm, 1975, 1978; Haro, 1976; Schmidt and Vrba, 1975; Lo, Morris, Moran and Haschik, 1976; Münch, 1977; Dopita, 1978). In addition to photometric, spectroscopic and spectrophotometric data in the visual region, the infrared and radio range, variability and polarimetric measurements have been described and discussed in these papers. In the following discussion we shall be mostly concerned with developments in recent years though we shall also refer to previous work whenever necessary.

SOME BASIC RESULTS INFERRED FROM PRESENTLY AVAILABLE OBSERVATIONS

Herbig (1974) lists 43 H—H objects. To this we have to add about 20 objects discovered by Strom and collaborators (see Strom, Grasdalen and Strom, 1974), by Münch (1977) and by Schwartz (cf. 1977).

Many of the objects discovered and listed by Herbig (1974) show a complex structure with a number of condensations (knots). (This is not the case in some of the more recently discovered H—H objects). In the few cases in which the individual condensation could be studied in sufficient detail one finds that they have typically radii of 250–900 *a. u.* and masses of 1–10 earth masses. The individual condensations seem to be imbedded in a more or less uniform gas with an electron density of $N_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$. From a discussion of the emission measure (determined from the measured absolute line fluxes) and the electron density of the line forming regions (determined from relative fluxes of the forbidden lines, cf. Seaton, 1954; Böhm, 1975) we find that even these rather small condensations are highly inhomogeneous (Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976; Böhm, 1977, 1978) and that "high density regions" ($N_e \sim 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) in which most of the emission lines are formed cover only a volume fraction of $1-5 \times 10^{-3}$ of the individual condensation. By far the largest part of a condensation seems to be filled again with "low density" matter of $N_e \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (the same type of matter into which the whole condensation is embedded). These very small

“filling factors” lead to the very small masses of the condensations quoted above. We have to remember that these masses refer only to the regions in which emission lines (especially forbidden lines) are formed. Whether there are other regions (within a condensation) which contribute noticeably to the total mass but not to the emission line formation is not known. (There are some indications for additional matter in the infrared observations by Schmidt and Vrba, 1975. However, the evidence is not quite conclusive). If we take the determined masses at face value it is quite intriguing to see that they lie in the range of planetary masses. On the other hand, it is probable that this fact has to be considered as fortuitous because the gas in a condensation of a H—H object is quite hot ($T_e \sim 8000\text{--}13000\text{ K}$ in the line-forming regions) and it is difficult to see how they could condense into planet-like bodies. Nevertheless it is interesting that condensations with only one or a few earth masses behave as independent entities (they vary independent of each other and they show quantitative differences in their spectra, see below). The individual condensations have (for their very small masses) a surprisingly high luminosity. We take the NW part of H—H 1 (the brightest H—H object, see Herbig, 1974) as an example. The total “luminosity” in the wavelength range $3300 \text{ \AA} \lesssim \lambda \lesssim 10900 \text{ \AA}$ is about $2 \times 10^{32} \text{ erg sec}^{-1}$ (Böhm, Schwartz and Siegmund, 1974, 1975; Böhm, 1975) and has a mass of about 7 earth masses. About one half of the luminosity is due to the emission lines, the other half to a very faint continuum.

We estimate that the total thermal energy contained in the (bright) NW part of H—H 1 is

$$E \sim \frac{M}{m_H} \left\{ \frac{3}{2} kT \cdot 1.5 + \gamma_H \cdot 0.5 \right\}, \quad (1)$$

E is the thermal energy, M is the mass of the NW part of H—H 1, m_H — mass of the proton, k — the Boltzmann constant, T — kinetic temperature, γ_H — ionization energy. The factors 1.5 and 0.5 are introduced to take into account the fact that hydrogen is about 50% ionized. From (1) it follows that the thermal energy content could supply the radiation energy only for about 8 years if it were completely converted into radiation energy (which is certainly not possible).

Condensations in H—H 2 and H—H 1 show time variations (independent of the time variations other of the condensations in the same H—H object) with time scales of the order of 10—20 years (Herbig, 1969, 1973). Unfortunately the amount of information about the variability of other Herbig—Haro objects is still very limited. There are indications that in some H—H objects the light variation may be smaller or have longer

time scales than in H—H 1 and H—H 2 (Herbig, 1977). Though it is not possible to draw any simple and direct conclusions from the time scales they should be explained eventually by a complete theory of Herbig—Haro objects.

We feel that further progress will depend on an observational determination of the time changes of the basic physical parameters like T_e (= electron temperature) and N_e (= electron density) and degree of ionization in individual condensations of Herbig—Haro objects. These data are needed in order to understand what the observed brightness changes mean in terms of the physical processes in H—H objects. Such a program requires a considerable effort and the use of fairly large instruments. A preliminary step in this direction can be made for the brightest part of H—H 1 (see also Böhm, 1977), and (very tentatively) for condensation H of H—H 2.

From the observed ratios of the forbidden line fluxes we can obtain information about T_e and N_e at any given time (see Seaton, 1954). Applications of this method to H—H objects have been given, e. g., by Böhm (1956, 1975) and Böhm, Siegmund and Schwartz (1976). It turns out that in condensations of H—H objects these T_e and N_e values refer to the high-density regions of the condensation (Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976). Applying this method to observations of the same condensation obtained at different times we can derive the time changes of T_e and N_e which occur in a given condensation. The results are shown in Fig. 1. It should be noted, however that the apparent change of H—H 1 between 1955 and 1939 has to be considered with caution since the main emitting region has shifted from the SE part to the NW part of the object during this time interval (Herbig, 1973). It is hard to judge what the accuracy of the (T_e, N_e) values in Fig. 1 is. From the uncertainties in the spectrophotometry and from the size of the "crossing region" in the $T_e - N_e$ diagram (see Böhm, 1975; Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976; Böhm, 1977) we tentatively estimate that the uncertainty in T_e is between ± 500 K and ± 1000 K (being somewhat different for different observations). The uncertainty in N_e is about $\pm 30\%$ or slightly less. This shows that the details of Fig. 1 do not have to be real though the general trend in H—H 1 (showing an increase of T_e) is probably real. It is also interesting that all observations of high density regions of condensations in H—H 1 and H—H 2 lie in a very narrow strip of the $T_e - N_e$ diagram. This is even more surprising in view of the fact that individual condensations show large density inhomogeneities as shown by the much lower densities derived from the [SII] 6731/6717 and [OII] 3729/3726 line ratios (Osterbrock, 1958; Böhm, Perry and Schwartz, 1973; Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976).

It will be interesting to see whether the high density regions of all H—H objects lie in the narrow strip indicated by the results shown in Fig. 1. Another problem of great interest concerns the chemical composition of H—H objects. Since it is well-known that H—H objects occur only in regions of star formation (cf. Herbig, 1969) and it is also known that dust plays an important role in the process of star formation, it would be important to know whether dust is present in Herbig—Haro objects.

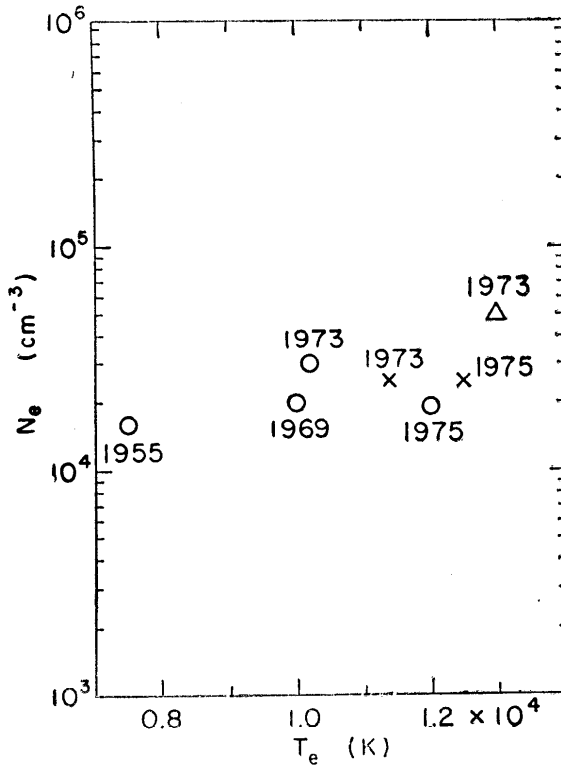


Fig. 1. Probable time changes of the electron temperature (T_e) and the electron density (N_e) in the high density regions of condensations of Herbig—Haro objects as determined from the forbidden line spectrum. Open circles refer to the brightest part of H—H 1, crosses to condensation H of H—H 2 and the triangle to condensation G of H—H 2. The numbers show the year in which the spectrum has been taken. See the text for further details.

Using Miller's (1968) method we have determined the reddening of NW part of H—H 1 and condensations H and G of H—H 2 ("H—H 2 H" and "H—H 2 G") (see Böhm, Schwartz and Siegmund, 1974). There seemed to be no obvious indication of internal dust but the results were not very conclusive in this respect. On the other hand, it is well known

from observation (cf. Spitzer and Jenkins, 1975) and from theoretical considerations (cf. Salpeter, 1977) that dust formation can lead to a considerable depletion of metal abundances (e. g., of Ca and Fe) in the gas. It is therefore useful to determine the abundance of these elements. In H—H objects the H and K lines as well as the [Ca II] lines 7291 and 7324 are observed. One also finds a fairly large number of [Fe II] as well as some [Fe III] lines. The Ca II abundances found in the condensations of H—H objects (Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976) lie in the range of 17 to 24% of the total Ca abundance in typical population I stars (cf. Allen, 1973). Taking into account the fact that in Herbig—Haro objects most of the Ca must be present in the form Ca III we find the results compatible with a normal stellar population I abundance.

Using the recently determined Fe III collisional excitation cross-sections (Garstang, Robb and Rountree, 1978) we find an Fe III abundance of about 25% of the total Fe abundance in population I stars (Böhm and Brugel, 1978). This is again compatible with a completely normal Fe abundance if we take into account that Fe exists in Herbig—Haro objects mostly in the form of [Fe II]. The conclusion is that the Ca and Fe abundances show no sign of depletion due to dust formation. This does of course not necessarily prove that there is absolutely no dust present in H—H objects. It does, however, show that a large part of the metals has not been bound in dust particles. A possible explanation of this may be that the dust particles have been destroyed by the shock waves which are present in Herbig—Haro objects (see below).

One of the most fundamental recent discoveries regarding the spectra of Herbig—Haro objects was the realization that H—H spectra are very similar to those of certain supernova remnants (Osterbrock and Schwartz, 1974; Schwartz, 1975, 1978; Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976; Münch, 1977; Dopita, 1977a, b, 1978). Most of the comparisons have been made with the supernova remnant No. 49 in the Large Magellanic Cloud (Osterbrock and Dufour, 1973). This similarity between the spectra of H—H objects and supernova leads immediately to the suggestion that the spectra of H—H objects are formed in the cooling regions of shock waves (see below).

The conclusions which can be drawn from the observed properties of H—H objects are considerably complicated by the following fact. In at least some H—H objects fairly strong linear polarization is observed. This is most easily explained by assuming that the object in question is (at least partially) a reflection nebula (Strom, Grasdalen and Strom, 1974; Strom, Strom and Grasdalen, 1974, 1975; Strom, Strom and Kinman, 1974; Vrba, Strom and Strom, 1975). This interpretation seems to be especially obvious in the case of H—H 24 (Strom, Strom and Kinman, 1974).

On the other hand it can be shown that at least the two brightest Herbig—Haro objects (H—H 1 u H—H 2) are definitely not reflection nebulae. (Schmidt and Vrba, 1975, see also Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976).

At the present time we face a fundamental difficulty: Either there are at least two physically different groups of Herbig—Haro objects (with one group being directly accessible to observation, the other only indirectly through the reflection process) or the interpretation of H—H objects is much more complicated than has been assumed so far or the observed polarization has to be attributed to a mechanism other than the reflection effect. The first conclusion (i. e., that there are two different groups of H—H objects) has been drawn by Gyul'budagyan (1975) and by Schmidt and Vrba (1975). The possibility of attributing the polarization to effects other than reflection has been discussed by Haro (1976). At present the question has not yet been decided. I consider it entirely possible that our interpretation is still too naive and that a more sophisticated theory may be able to explain the observed shock wave spectrum as well as the polarization effects.

THEORIES OF HERBIG—HARO OBJECTS

Most of the theoretical effort has gone into attempts to explain the observed radiation processes in H—H objects. It is probably not possible to offer a completely convincing explanation of the evolutionary role of H—H objects until the directly observable radiation processes have been understood and we definitely know what the energy sources for these processes are.

The fact that the spectrum shows mostly low excitation forbidden lines and that the "nebular" lines are always much stronger than the "auroral" and "transauroral" lines clearly indicates that the lines are excited by electron collisions (cf. Böhm, 1956, 1975; Osterbrock, 1958; Haro and Minkowski, 1960). The main question is how the gas is ionized and heated. The fact that elements like hydrogen and oxygen are $\sim 50\%$ ionized excludes the possibility that the ionization is due to uv photons of normal starlight. This was first pointed out by Osterbrock (1958).

The following possible causes of ionization have been considered:

1. low (~ 100 *ev*) to moderately high (10^5 *ev*) energy proton fluxes from some central objects (Osterbrock, 1958; Magnan and Schatzman, 1965; Gyul'budagyan, 1975).

2. transition radiation (Garibyan, 1959) whose production requires the presence of dust and electrons with an energy of the order of 1 *Mev* (Gturzadyan, 1974, 1975).

3. the physical processes behind shock waves (Osterbrock and Schwartz, 1974; Schwartz, 1975, 1978; Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976; Münch, 1977; Raymond, 1977; Dopita, 1977a).

One difficulty with the first theory is (at least in the form in which moderately energetic protons are postulated, see Mangan and Schatzman, 1955) that charge transfer collisions with the neutral hydrogen atoms of the Herbig—Haro objects should lead to very extended Balmer line wings, which so far have not been observed (Böhm, Perry and Schwartz, 1973).

The third possibility seems to be the most promising one to this author. It is also the theory for which detailed predictions of the spectrum have been made (Raymond, 1977; Dopita, 1977a) and which consequently can be checked in great detail against quantitative results of observations.

To some extent the shock wave theory is supported by the fact that H—H objects typically show radial velocities of the order of 50 km/sec and more with respect to the surrounding interstellar gas (Herbig, 1952; Böhm, Perry and Schwartz, 1973; Strom, Grasdalen and Strom, 1974; Münch, 1977; Dopita, 1978). For some time it seemed that H—H objects always show negative radial velocities (Strom, Grasdalen and Strom, 1974). More recently it has been found that though this is probably true for most H—H objects there are exceptions. Very recently Herbig (1977) has found that the extension of H—H 32 A shows very broad lines covering the range from about $+280$ to $+400 \text{ km/sec}$. Schwartz (1978) discovered that different condensations in II—H 2 have different radial velocities. The pattern of radial velocities seems to be rather complicated in the case of H—H 2.

As we might have expected from the approximate agreement between the spectra of supernova remnants and of H—H objects many of the basic features of the H—H spectra can be explained using the shock wave theory. However, there are some differences between the shock waves observed in supernovae and in H—H objects. In H—H objects the pre-shock particle density is of the order of several times 10^2 to 10^3 cm^{-3} (as shown by observation of the [O II] 3726/29 ratio, see Böhm, Perry and Schwartz, 1973) whereas in supernova remnants the shock moves into a gas with $N \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ or less. Moreover, in a fairly large number of cases the shock velocity in Herbig—Haro objects seems to be rather low (cf. Böhm, 1978).

Detailed predictions of the emission line spectra of shock waves (more correctly: the cooling regions behind shock waves) which are applicable to the conditions in Herbig—Haro objects have recently been made by Raymond (1977) and Dopita (1977a). Earlier calculations by

Cox (1972a, b) are applicable essentially only to the conditions in supernova remnants. The calculations show (at least) a qualitative agreement between the theoretical predictions and the observed line fluxes. Detailed quantitative comparisons have been made by Raymond (1977) and Dopita (1978) (see also Böhm, 1977). Though there are some remaining discrepancies (which should not be taken too lightly) the agreement is much better than for any other hypothesis (at least as far as detailed comparisons with observations have been made).

For the NW part of H—H 1 and the condensations H and G of H—H 2 Raymond's (1977) work shows that shock velocities in the range $60\text{--}71\text{ km/sec}^{-1}$, pre-shock particle densities of $300\text{--}350\text{ cm}^{-3}$ and a rather small (or zero) magnetic field are appropriate for the interpretation of these H—H condensations. Dopita (1978) finds ambient number densities of slightly less than 10^2 cm^{-3} for H—H 46 and H—H 47 (two Herbig—Haro objects recently discovered by Schwartz, 1977).

There remain some discrepancies between the predictions of the shock wave theory and the observed line fluxes in some H—H objects. As emphasized by Raymond (1977) and by Böhm (1977) the most serious problem is probably shown by the fact the observed [OI] 6300 line fluxes are larger than predicted (by a factor of 2—2.5). However, it is also clear that this is not an argument against the basic correctness of the shock wave theory since the same type of discrepancy occurs also in certain supernova remnants (Danziger and Dennefeld, 1974). We expect that this discrepancy will disappear in improved versions of the theory of radiating shocks and it seems that the difficulty has already been eliminated to some extent in the calculations by Dopita (1977a, 1978).

It seems to me that at the present time the evidence is very strong that the (spectroscopically and spectrophotometrically best studies) H—H objects H—H 1 and H—H 2 (Böhm, Siegmund and Schwartz, 1976; Schwartz, 1976), M 42 H—H 1 (Münch, 1977), H—H 46 and H—H 47 (Dopita, 1978) are shock waves whereas further studies are required in objects like H—H 24 which show strong polarization effects and are assumed to be reflection nebulae by Strom and his collaborators (cf. Strom, Strom and Grasdalen, 1975).

Finally, we have to face the most fundamental problems: Where and how do the shock waves originate and why do they only occur in regions of star formation? With regard to these problems I feel that they probably have to be solved in several steps. At the present time the following question is being discussed in the literature. Are the observed H—H objects essentially standing shocks due to a stellar (or protostellar) wind hitting small clouds (at rest) and creating a bow shock (Schwartz,

1978) or are they due to running shocks (blast waves) (Böhm, 1978; Dopita, 1978)?

Schwartz' (1978) hypothesis has the great advantage that it connects the presence of Herbig—Haro objects with the well-known phenomenon of strong stellar winds in certain T Tauri stars (see Kuhl, 1964; Schwartz, 1975; Strom, Strom and Grasdalen, 1975). On the other hand it has the disadvantage that the condensation structure and the time variations (studied by Herbig, 1957, 1959, 1973 in H—H 1 and H—H 2) appear as accidental. Böhm (1978) has used the assumption that the individual condensations (e. g., in H—H 1 or H—H 2) are approximately spherical shocks (blast waves) running into a medium with a particle density of about 10^3 cm^{-3} . (This value follows from the [O II] 3726/3729 observations near H—H 1, see Böhm Perry and Schwartz, 1973). He finds that the observed sizes, time scales, filling factors and radial velocities can be explained in this way provided that we assume that a shock wave energy of the order of 10^{42} erg is originally available to every condensation. He uses the Sedov—Taylor solution (see Zel'dovich and Raizer, 1966; Sedov, 1959) as modified by Cox (1972b) for radiating shock. Böhm's (1978) approach has the disadvantage that these non-stationary shock waves have not yet been observed in any other way and do not occur in the present theory of star formation (cf. Larson, 1969; Appenzeller and Tscharnuter, 1975). However, it is certainly possible that future investigations will show a relation between such expanding shock waves (which are also assumed by Dopita, 1978) and the theory of star formation.

Where do the shock waves or the stellar wind come from? This question has not yet been answered in a satisfactory manner. We encounter the old problem that, e. g., near H—H 1 or H—H 2 there is no star or sufficiently strong infrared source which could be easily identified as the energy source of such shock waves or of a very strong stellar wind. If we would identify the young object V380 Orionis (which might seem to be the closest object having the relevant properties) as the energy source the energy requirements become unrealistically high. V380 Orionis would have to emit almost 10^5 solar luminosities in the form of a stellar wind alone (Böhm, 1977). Obviously the two most fundamental problems are still unsolved, namely the identification of the energy source of the Herbig—Haro objects and the clarification of the role of H—H objects in the process of star formation. On the other hand, there can be no doubt that during the last years considerable progress has been made in obtaining new and fundamental data on H—H objects and in understanding the formation of their spectra. We believe that these are important steps towards the solution of the really fundamental problems in the theory of Herbig—Haro objects.

I am indebted to Drs. Garstang, Herbig and Schwartz for making their results available to me in advance of publication. This study has been supported by NSF grant AST 76—22262 A01.

REFERENCES

- Allen C. W., 1973, *Astrophysical Quantities* (3rd edition) London, Athlone Press.
- Ambartsumian V. A., 1954, *Comm. Burakan Obs.*, No. 13.
- Appenzeller I., Tscharnuter W., 1975, *Astron. Astrophys.*, **40**, 397.
- Böhm K. H., 1956, *Astrophys. J.*, **123**, 379.
- Böhm K. H., 1975, in *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*, ed. B. Baschek, W. H. Kegel and G. Traving, Heidelberg—New York: Springer-Verlag, p. 205.
- Böhm K. H., 1977, in *The Interaction of Variable Stars with Their Environment*, IAU Colloquium, No. 42, ed. R. Kuppenhahn, J. Rahe and W. Strohmeier, Bamberg, p. 3.
- Böhm K. H., 1978, *Astron. Astrophys.*, in press.
- Böhm K. H., Brugel, 1978, in preparation.
- Böhm K. H., Perry J. F., Schwartz R. D., 1973, *Astrophys. J.*, **179**, 149.
- Böhm K. H., Schwartz R. D., Siegmund W. A., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 353.
- Böhm K. H., Siegmund W. A., Schwartz R. D., 1976, *Astrophys. J.*, **203**, 399.
- Cox D. P., 1972a, *Astrophys. J.*, **178**, 143.
- Cox D. P., 1972b, *Astrophys. J.*, **178**, 159.
- Danziger I. J., Dennefeld M., 1974, *Astron. Astrophys.*, **36**, 149.
- Dopita M. A., 1977a, *Astrophys. J. Suppl.*, **33**, 437.
- Dopita M. A., 1977b, Paper presented at the IAU Symposium, No. 76.
- Dopita M. A., 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 237.
- Garibyan G. M., 1959, *JETP*, **37**, 527.
- Garstang R. H., Robb W. D., Rountree S. P., 1978, *Astrophys. J.*, in press.
- Gurzadyan G. A., 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 307.
- Gurzadyan G. A., 1975, *Astrofizika*, **11**, 531.
- Gyul'budagyan A. L., 1975, *Astrofizika*, **11**, 511.
- Gyul'budagyan A. L., 1977, *Comptes Rendus. Acad. Sci. Arm. SSR*, **61**, 1.
- Haro G., 1950, *Astron. J.*, **55**, 72.
- Haro G., 1952, *Astrophys. J.*, **115**, 572.
- Haro G., 1976, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **2**, 3.
- Haro G., Minkowski R., 1960, *Astron. J.*, **65**, 490.
- Herbig G. H., 1950, *Astrophys. J.*, **111**, 11.
- Herbig G. H., 1951, *Astrophys. J.*, **113**, 697.
- Herbig G. H., 1957, in *Non-Stable Stars*, IAU Symposium No. 3, ed. G. H. Herbig, Cambridge, University Press, p. 3.
- Herbig G. H., 1962a, *Adv. Astron. Astrophys.*, **1**, 75.
- Herbig G. H., 1962b, *Astron. J.*, **67**, 645.
- Herbig G. H., 1969, in *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, ed. L. Detre, Dordrecht, Reidel, p. 75.
- Herbig G. H., 1973, *IAU Inf. Bull. Var. Stars*, No. 832.
- Herbig G. H., 1974, *Lick Obs. Bull.*, No. 658.
- Herbig G. H., 1977, personal communication.
- Kuhi L. V., 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 1409.
- Larson R. B., 1969, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **145**, 271.

- Lo K. J., Morris M., Moran J. M., Haschik A. D., 1976, *Astrophys. J.*, **204**, L21.
Magnan C. Schatzman E., 1965, *Comptes Rendus Acad. Sci., Paris*, **260**, 6289.
Miller J., 1968, *Astrophys. J.*, **154**, L57.
Münch G., 1977, *Astrophys. J.*, **212**, L77.
Osterbrock D. E., 1958, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **70**, 399.
Osterbrock D. E., Dufour R. J., 1973, *Astrophys. J.*, **185**, 441.
Osterbrock D. E., Schwartz R. D., 1974, personal communication.
Raymond J., 1977, Ph. D. Thesis, Univ. Wisconsin.
Salpeter E. E., 1977, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **15**, 267.
Schmidt G. D., Vrba F. J., 1975, *Astrophys. J.*, **201**, L33.
Schwartz R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **191**, 419.
Schwartz R. D., 1975, *Astrophys. J.*, **195**, 631.
Schwartz R. D., 1976, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **88**, 159.
Schwartz R. D., 1977, *Astrophys. J.*, **212**, L25.
Schwartz R. D., 1978, submitted to the *Astrophys. J.*
Seaton M. J., 1954, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **114**, 154.
Sedov L. I., 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, London, Infosearch.
Spitzer L., Jenkins E. B., 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 133.
Strom K. M., Strom S. E., Grasdalen G. L., 1974, *Astrophys. J.*, **187**, 83.
Strom K. M., Strom S. E., Kinman T. D., 1974, *Astrophys. J.*, **191**, L93.
Strom S. E., Grasdalen G. L., Strom K. M., 1974, *Astrophys. J.*, **191**, 111.
Strom S. E., Strom K. M., Grasdalen G. L., 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 187.
Vrba F. J., Strom S. E., Strom K. M., 1975, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **87**, 337.
Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P., 1966, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. 1, New York—London, Academic Press.

ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА—АРО: НАБЛЮДЕНИЯ И ТЕОРИЯ

КАРЛ-ХЕЙНЦ БЁМ

Вашингтонский университет, Сеаттл, США

ВВЕДЕНИЕ

Между 1950 и 1952 гг. Хербиг (1951) и Аро (1950, 1952) обнаружили несколько небольших объектов, подобных туманностям, которые встречаются в областях с умеренным и сильным затемнением, очень часто показывают необычную и характерную геометрическую структуру (с звездообразными сгущениями) и имеют характерные эмиссионно-линейчатые спектры (Хербиг, 1951), которые указывают на очень низкую степень ионизации. Сразу было выяснено, что эти объекты очень похожи на туманность Бурнхама (Хербиг, 1950), которая представляет собой небольшую туманность, окружающую молодую звезду Т Тельца. В последующих исследованиях было подчеркнуто, что объекты Хербига—Аро встречаются только в тех областях, где также присутствуют молодые звезды типа Т Тельца (сравни: Хербиг, 1962а, 1969, 1974).

Первое теоретическое изучение этих объектов было выполнено Амбарцумяном (1954), который также был первым, кто ввел название «объекты Хербига—Аро». Амбарцумян подчеркнул, что объекты Хербига—Аро (Н—Н) являются молодыми.

Было совершенно очевидно, что любой дальнейший прогресс сильно зависит от дополнительных наблюдательных данных об этих интригующих объектах. Было ясно, что будут особенно полезными спектроскопические и спектрофотометрические данные, так как они содержат богатую информацию. Первая и фундаментальная спектроскопическая информация была получена Хербигом (1951). Ранние спектрофотометрические исследования были выполнены Бёмом (1956), Остерброком (1958) и Аро и Минковским (1960). Эти ранние наблюдения показали эмиссионно-линейчатые спектры разрешенных и запрещенных линий плюс очень слабый континуум. Линейчатые спектры сразу были признаны необычными (по сравнению с нормальными спектрами газовых туманностей) из-за удивительно большой силы нейтральных линий и относитель-

но большого потока в линиях H и K Ca II, а также присутствия большого числа линий [Fe II] и [Fe III] (Хербиг, 1951).

Из-за слабости объектов Хербига—Аро и необходимости больших телескопов для их наблюдений, дальнейший прогресс был относительно медленным. Однако совсем недавно возобновился большой интерес в наблюдательном и теоретическом изучении объектов H—H (сравни: Хербиг, 1973, 1974; Стром, Стром и Грасдален, 1974; Стром, Грасдален и Стром, 1974; Стром, Стром и Кинман, 1974; Бём, Перри и Шварц, 1973; Бём, Шварц и Зигмунд, 1974; Бём, Зигмунд и Шварц, 1976; Шварц, 1974, 1975, 1976, 1977, 1978; Гурзадян, 1974, 1975; Гюльбудагян, 1975, 1977; Бём, 1975, 1978; Аро, 1976; Шмидт и Врба, 1975; Ло, Моррис, Моран и Гашик, 1976; Мюнч, 1977; Допита, 1978). В этих статьях в дополнение к фотометрическим, спектроскопическим и спектрофотометрическим данным в визуальной области описываются и обсуждаются также инфракрасные и радио области, переменность и поляриметрические изменения. В последующем обсуждении мы, в основном, будем касаться успехов, достигнутых за последние годы, хотя в случае необходимости будем ссылаться также на предыдущую работу.

НЕКОТОРЫЕ ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ВЫВЕДЕННЫЕ ИЗ ДОСТУПНЫХ В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ НАБЛЮДЕНИИ

В списке Хербига (1974) имеются 43 H—H объекта. К этому мы должны добавить около 20 объектов, обнаруженных Стромом и сотрудниками (см. Стром, Грасдален и Стром, 1974), Мюнчем (1977) и Шварцем (сравни: 1977).

Многие из объектов, обнаруженных и внесенных в список Хербигом (1974), показывают сложную структуру с множеством сгущений (узлов). (Это не относится к некоторым H—H объектам, обнаруженным позже). В редких случаях, когда отдельное сгущение может быть изучено достаточно подробно, найдено, что они имеют типичный радиус, равный 250—900 *a. e.*, и массы, равные 1—10 земным массам. Отдельные сгущения кажутся вложенными в более или менее однородный газ с электронной плотностью $N_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$. Из обсуждения меры эмиссии, определенной по измеренным абсолютным потокам в линиях, и электронной плотности в областях образования линий (определенной из относительных потоков запрещенных линий, сравни: Ситон, 1954; Бём, 1975) мы находим, что даже эти очень небольшие сгущения являются крайне неоднородными (Бём, Зигмунд и Шварц, 1976; Бём, 1977, 1978) и что «области большой плотности» ($N_e \sim 4 \times 10^4 \text{ см}^{-3}$), в которых формируется большая часть эмиссионных линий, занимают только $(1-5) \times 10^{-3}$ относительного объема отдельного сгущения. Несравненно большая часть сгущения кажется

заполненной опять материей «низкой плотности» $N_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ (того же типа материи, в которой вложено все сгущение). Эти очень небольшие «факторы заполнения» приводят к очень небольшим массам сгущений, отмеченных выше. Мы должны запомнить, что эти массы относятся только к областям, в которых образуются эмиссионные линии (особенно запрещенные линии). Существуют ли другие области (внутри сгущений), которые вносят заметный вклад в общую массу, но не в образование эмиссионных линий, не известно. (В инфракрасных наблюдениях Шмидта и Врба, 1975, имеются некоторые указания на существование дополнительной материи. Однако это свидетельство не вполне убедительное). Если взять определенные выше массы за основу, то очень интригующе видеть, что они лежат в интервале планетных масс. С другой стороны вероятно, что этот факт должен рассматриваться как случайный, поскольку газ в сгущениях объектов Н—Н очень горячий ($T_e \sim 8000\text{—}13000 \text{ К}$ в областях образования линии) и трудно видеть, как они могли бы конденсироваться в планетообразные тела. Тем не менее интересно, что сгущения лишь в одну или несколько земных масс ведут себя как независимые образования (они меняются независимо друг от друга и показывают количественные различия в своих спектрах, смотри ниже). Отдельные сгущения имеют (для своих очень малых масс) удивительно высокую светимость. Для примера мы берем северо-западную часть объекта Н—Н 1 (ярчайший Н—Н объект, см. Хербиг, 1974). Общая «светимость» в области длин волн $3300\text{Å} \lesssim \lambda \lesssim 10900\text{Å}$ равна приблизительно $2 \times 10^{32} \text{ эрг сек}^{-1}$ (Бём, Шварц и Зигмунд, 1974, 1975; Бём, 1975) и имеет массу, равную около 7 земным массам. Около половины светимости обусловлено эмиссионными линиями, другая половина—очень слабым континуумом.

Мы оцениваем общую тепловую энергию, содержащуюся в (яркой) северо-западной части объекта Н—Н 1, равной:

$$E = \frac{M}{m_n} \left\{ \frac{3}{2} kT \times 1.5 + \chi_n \times 0.5 \right\}, \quad (1)$$

где E — тепловая энергия, M — масса северо-западной части Н—Н 1, m_n — масса протона, k — постоянная Больцмана, T — кинетическая температура, а χ_n — энергия ионизации. Множители 1.5 и 0.5 введены, чтобы учесть тот факт, что водород ионизован приблизительно на 50%. Из формулы (1) следует, что содержание тепловой энергии могло обеспечить энергию излучения только около 8 лет, если она полностью превратится в энергию излучения (что конечно невозможно).

Сгущения в Н—Н 2 и Н—Н 1 показывают изменения во времени (независимо от изменений во времени других сгущений в тех же Н—Н объектах) со шкалой времени порядка 10—20 лет (Хербиг, 1969, 1973).

К сожалению, количество информации о переменности других объектов Хербига—Аро пока очень ограничено. Существуют указания на то, что в некоторых объектах Н—Н переменность блеска может быть меньше или иметь более длительные шкалы времени, чем в Н—Н 1 и Н—Н 2 (Хербиг, 1977). Хотя невозможно сделать каких-либо простых и непосредственных выводов из шкал времени, они в конечном счете должны быть объяснены полной теорией объектов Хербига—Аро.

Мы чувствуем, что дальнейший прогресс будет зависеть от наблюдательного определения изменений во времени основных физических параметров, подобно T_e (= электронная температура) и N_e (= электронная плотность) и степени ионизации в отдельных сгущениях объектов Хербига—Аро. Эти данные необходимы для понимания значения наблюдаемых изменений блеска с точки зрения физических процессов, происходящих в объектах Н—Н. Такая программа требует значительных усилий и использования довольно больших инструментов. Предварительный шаг в этом направлении может быть сделан для самой яркой части Н—Н 1 (см. также Бём, 1977) и для сгущения Н, принадлежащего объекту Н—Н 2 (очень грубо).

Из наблюдаемых отношений потоков запрещенных линий мы можем получить информацию о T_e и N_e в любое данное время (см. Ситон, 1954). Применения этого метода к объектам Н—Н были даны, например, Бёмом (1956, 1975) и Бёмом, Зигмундом и Шварцем (1976). Оказывается, что в сгущениях объектов Н—Н эти значения T_e и N_e относятся к высокоплотным областям сгущения (Бём, Зигмунд и Шварц, 1976). Применяя этот метод к наблюдениям одного и того же сгущения, полученным в разное время, мы можем вывести изменения T_e и N_e , происходящие во времени в данном сгущении. Результаты показаны на фиг. 1.

Фиг. 1. Вероятные изменения во времени электронной температуры (T_e) и электронной плотности (N_e) в областях высокой плотности конденсаций объектов Хербига—Аро, определенные из спектра запрещенных линий. Светлые кружки относятся к ярчайшей части Н—Н 1, крестики — конденсации Н объекта Н—Н 2, а треугольники — конденсации G объекта Н—Н 2. Числа указывают на год получения спектра. Другие подробности см. в тексте.

Следует отметить, однако, что видимое изменение Н—Н 1 в период между 1955 и 1969 гг. должно рассматриваться с осторожностью, так как основная излучающая область в течение этого интервала времени сместилась из юго-восточной части к северо-западной части объекта (Хербиг, 1973). Трудно судить, какова точность значений (T_e , N_e) на фиг. 1. Исходя из неопределенностей в спектрофотометрии и из величины «пересеченной области» на диаграмме T_e — N_e (см. Бём, 1975; Бём, Зигмунд и Шварц, 1976; Бём, 1977) мы ориентировочно оцениваем, что неопреде-

ленность в T_e находится между ± 500 и ± 1000 К (будучи несколько разной для разных наблюдений). Неопределенность в N_e равна около $\pm 30\%$ или незначительно меньше. Это показывает, что детали фиг. 1 не должны быть реальными, хотя общая тенденция в Н—Н 1 (показывающая возрастание T_e) вероятно реальная. Интересно также, что все наблюдения высокоплотных областей сгущений в Н—Н 1 и Н—Н 2 лежат в очень узкой полосе диаграммы T_e-N_e . Это еще более удивительно, если иметь в виду тот факт, что отдельные сгущения показывают большие неоднородности плотности, как следует из значительно более низких плотностей, выведенных из отношений линий [S II] 6731/6717 и [O II] 3729/3726 (Остерброк, 1958; Бём, Перри и Шварц, 1973; Бём, Зигмунд и Шварц, 1976).

Было бы интересно посмотреть, лежат ли высокоплотные области всех объектов Н—Н в узкой полоске, указанной результатами, приведенными на фиг. 1. Другая проблема, представляющая большой интерес, относится к химическому составу объектов Н—Н. Поскольку хорошо известно, что объекты Н—Н встречаются только в областях образования звезд (сравни: Хербиг, 1969) и также известно, что пыль играет важную роль в процессе образования звезд, было бы важным узнать, присутствует ли пыль в объектах Хербига—Аро.

Используя метод Миллера (1968), мы определили покраснение северо-западной части Н—Н 1 и сгущений Н и G в Н—Н 2 («Н—Н 2 Н» и «Н—Н 2 G») (см. Бём, Шварц и Зигмунд, 1974). Казалось, что не имеется никакого очевидного указания на наличие внутренней пыли, но результаты в этом отношении были не очень решающими. С другой стороны, хорошо известно из наблюдений (сравни: Спитцер и Дженкинс, 1975) и из теоретических соображений (сравни: Солпитер, 1977), что образование пыли может привести к значительному истощению изобилия металлов (например Са и Fe) в газе. Поэтому полезно определить содержание этих элементов. В объектах Н—Н наблюдаются линии Н и К, а также линии [Ca II] 7291 и 7324. Имеется также довольно большое число линий [Fe II], как и некоторые линии [Fe III]. Количество содержания Са II, найденное в сгущениях объектов Н—Н (Бём, Зигмунд и Шварц, 1976), лежит в интервале от 17 до 24% общего содержания Са в звездах, составляющих характерное население I типа (сравни: Аллен, 1973). Учитывая тот факт, что в объектах Хербига—Аро большая часть Са должна присутствовать в виде СаIII, мы получаем результаты, которые находятся в согласии с содержанием, характерным для нормального звездного населения типа I.

Используя недавно определенные поперечные сечения для возбуждения Fe III столкновениями (Гарстанг, Робб и Рунтри, 1978), мы получим содержание Fe III, составляющее около 25% общего содержания

Fe в звездах населения типа I (Бём и Бругель, 1978). Это опять согласуется с полностью нормальным содержанием Fe, если учесть, что в объектах Хербига—Аро Fe существует большей частью в виде [Fe II]. Из сказанного следует заключить, что содержания Ca и Fe не показывают никаких признаков истощения, обусловленного образованием пыли. Это, конечно, вовсе не означает, что пыль абсолютно не присутствует в объектах Хербига—Аро. Это означает, однако, что большая часть металлов не заключена в частицах пыли. Возможно, это обусловлено тем, что частицы пыли были разрушены ударными волнами, которые присутствуют в объектах Хербига—Аро (см. ниже).

Одним из самых фундаментальных открытий последнего времени, относящихся к спектрам объектов Хербига—Аро, было установление того, что спектры H—H очень похожи на спектры некоторых остатков сверхновых звезд (Остерброк и Шварц, 1974; Шварц, 1975, 1978; Бём, Зигмунд и Шварц, 1976; Мюнч, 1977; Допита, 1977а, б, 1978). Большинство сравнений было сделано с остатком сверхновой № 49 в Большом Магеллановом Облаке (Остерброк и Дуфур, 1973). Это сходство между спектрами объектов H—H и сверхновых звезд непосредственно приводит к предположению, что спектры объектов H—H образуются в охлажденных областях ударных волн (см. ниже).

Заключения, которые могут быть выведены из наблюдаемых особенностей объектов H—H, значительно усложняются следующим фактом. По крайней мере в некоторых объектах H—H наблюдается довольно сильная линейная поляризация. Наиболее просто это объясняется, если допустить, что рассматриваемый объект является (по крайней мере частично) отражающей туманностью (Стром, Грасдален и Стром, 1974; Стром, Стром и Грасдален, 1974, 1975; Стром, Стром и Кинман, 1974; Врба, Стром и Стром, 1975). Эта интерпретация кажется особенно очевидной в случае H—H 24 (Стром, Стром и Кинман, 1974). С другой стороны, можно показать, что по крайней мере два самых ярких объекта Хербига—Аро (H—H 1 и H—H 2) определенно не являются отражательными туманностями (Шмидт и Врба, 1975; см. также Бём, Зигмунд и Шварц, 1976).

В настоящее время мы сталкиваемся с фундаментальной трудностью: либо существуют, по крайней мере, две физически различные группы объектов Хербига—Аро (одна группа, непосредственно поддающаяся наблюдениям, а другая только косвенно, через процесс отражения), либо интерпретация объектов H—H намного сложнее, чем было допущено до сих пор, либо наблюдаемая поляризация должна быть отнесена к механизму, отличному от эффекта отражения. Первое заключение (о том, что существуют две разные группы объектов H—H) было получено Гюльбудагяном (1975) и Шмидтом и Врба (1975). Возможность отнесения по-

ляризации к эффектам, отличным от отражения, была обсуждена Аро (1976). В настоящее время вопрос пока не решен. Я считаю вполне возможным, что наша интерпретация является пока еще слишком наивной и что более софистическая теория может быть в состоянии объяснить наблюдаемый спектр ударной волны, так же как и эффекты поляризации.

ТЕОРИИ ОБЪЕКТОВ ХЕРБИГА—АРО

Теоретические усилия большей частью были направлены на попытки объяснить наблюдаемые процессы излучения в объектах Н—Н. Вероятно, невозможно предложить полностью убедительное объяснение эволюционной роли объектов Н—Н, пока не будут поняты непосредственно наблюдаемые процессы излучения и мы не будем знать, что представляют собой источники энергии для этих процессов.

Тот факт, что спектр показывает в основном запрещенные линии низкого возбуждения и что «небулярные» линии всегда намного сильнее, чем «авроральные» и «трансавроральные» линии, ясно указывает на то, что линии возбуждаются электронными столкновениями (сравни: Бём, 1956, 1975; Остерброк, 1958; Аро и Минковски, 1960). Главный вопрос состоит в том, как ионизируется и нагревается газ. Тот факт, что такие элементы как водород и кислород ионизированы на $\sim 50\%$, исключает возможность того, что ионизация обусловлена UV фотонами нормального звездного света. Это впервые было указано Остерброкком (1958).

Были рассмотрены следующие возможные причины ионизации:

1. Поток протонов из некоторых центральных объектов, обладающие энергиями от низких ($\sim 100eV$) до умеренно высоких (10^5eV) (Остерброк, 1958; Маньян и Шацман, 1966; Гюльбудагян, 1975).

2. Переходное излучение (Гарибян, 1959), образование которого требует присутствия пыли и электронов с энергией порядка $1 MeV$ (Гурздян, 1975).

3. Физические процессы за ударными волнами (Остерброк и Шварц, 1974; Шварц, 1975, 1978; Бём, Зигмунд и Шварц, 1976; Мюнч, 1977; Раймонд, 1977; Допита, 1977).

Одна трудность, связанная с первой теорией, заключается в том (по крайней мере в том виде, в котором постулируются умеренно энергичные протоны, см. Маньян и Шацман, 1965), что столкновения, с передачей заряда, с нейтральными атомами водорода объектов Хербига—Аро должны были привести к очень протяженным крыльям Бальмеровских линий, что до сих пор не было наблюденно (Бём, Перри и Шварц, 1973).

Третья возможность кажется автору самой обещающей. Это также теория, для которой были сделаны подробные предсказания спектра (Раймонд, 1977; Допита, 1977а) и которая, поэтому, может быть проверена подробно количественными результатами наблюдений.

Теория ударной волны, в некоторой степени, поддерживается тем фактом, что объекты Н—Н обычно показывают лучевые скорости порядка 50 км/сек и больше по отношению к окружающему межзвездному газу (Хербиг, 1962; Бём, Перри и Шварц, 1973; Стром, Грасдален и Стром, 1974; Мюнч, 1977; Допита, 1978). В течение некоторого времени казалось, что объекты Н—Н всегда показывают отрицательные лучевые скорости (Стром, Грасдален и Стром, 1974). Сравнительно недавно было найдено, что несмотря на то, что это вероятно верно для большинства объектов Н—Н, существуют исключения. Совсем недавно Хербиг (1977) нашел, что продолжение II—II 32А показывает очень широкие линии, покрывающие интервал от около $+280$ до $+400 \text{ км/сек}$. Шварц (1978) обнаружил, что разные сгущения в Н—Н 2 имеют разные лучевые скорости. Картина лучевых скоростей кажется намного сложнее в случае Н—Н 2.

Как мы могли бы ожидать из приблизительного согласия между спектрами остатков сверхновых звезд и объектов Н—Н, многие из основных особенностей спектров Н—Н могут быть объяснены, используя теорию ударной волны. Однако существуют некоторые различия между ударными волнами, наблюдаемыми в сверхновых звездах и объектах Н—Н. В объектах Н—Н плотность предударных частиц порядка от несколько раз 10^2 до 10^3 см^{-3} (как показано наблюдением отношения $[\text{O II}] 3726/29$, см. Бём, Перри и Шварц, 1973), в то время как в остатках сверхновых звезд удар движется внутри газа с $N \sim 1 \text{ см}^{-3}$ или меньше. Более того, в достаточно большом количестве случаев скорость удара в объектах Хербига—Аро кажется довольно низкой (сравни: Бём, 1978).

Подробные предсказания эмиссионно-линейчатых спектров ударных волн (точнее: в охлаждающих областях за ударными волнами), которые применимы к условиям в объектах Хербига—Аро, недавно были сделаны Раймондом (1977) и Допитой (1977а). Более ранние вычисления Кокса (1972а, б) по существу применимы лишь к условиям в остатках сверхновых звезд. Вычисления показывают (по крайней мере) количественное согласие между теоретическими предсказаниями и наблюдаемыми линейными потоками. Подробные количественные сравнения были сделаны Раймондом (1977) и Допитой (1978) (см. также Бём, 1977). Хотя еще остаются некоторые разногласия (которые не должны быть приняты слишком несерьезно), согласие гораздо лучше, чем для любой другой гипотезы (по крайней мере настолько, насколько подробно были сделаны сравнения с наблюдениями).

Работа Раймонда (1977) для северо-западной части объекта Н—Н 1 и сгущений Н и G объекта Н—Н 2 показывает, что для интерпретации этих Н—Н сгущений подходят скорости удара в интервале 60—71 км/сек, плотности предупредных частиц 300—350 см⁻³ и довольно малое (или нулевое) магнитное поле. Допита (1978) находит, что соответствующие плотности для Н—Н 46 и Н—Н 47 (два объекта Хербига—Аро, недавно обнаруженные Шварцем, 1977) чуть меньше 10² см⁻³.

Остаются также некоторые разногласия между предсказаниями теории ударной волны и наблюдаемыми линейными потоками в некоторых объектах Хербига—Аро. Как подчеркнуто Раймондом (1977) и Бёмом (1977), самая серьезная проблема, вероятно, связана с тем, что наблюдаемые линейные потоки [O I] 6300 больше, чем было предсказано (в 2—2.5 раза). Однако также ясно, что это не является аргументом против правильности, в целом, теории ударной волны, так как подобного типа разногласие имеет место также в определенных остатках сверхновых звезд (Данцигер и Деннефелд, 1974). Мы надеемся, что это разногласие исчезнет в более усовершенствованных вариантах теории излучающих ударов, и нам кажется, что трудность уже в некоторой степени устранена в вычислениях Допиты (1977а, 1978).

Нам кажется также, что в настоящее время имеется очень строгое свидетельство в пользу того, что (спектроскопически и спектрофотометрически лучше изученные) объекты Хербига—Аро Н—Н 1 и Н—Н 2 (Бём, Зигмунд и Шварц, 1976; Шварц, 1976), М 42 Н—Н 1 (Мюнч, 1977), Н—Н 46 и Н—Н 47 (Допита, 1978) являются ударными волнами, в то время как требуются дальнейшие исследования в объектах подобных Н—Н 24, которые показывают сильные поляризационные эффекты и согласно предположению Строма и его сотрудников представляют собой отражательные туманности (сравни: Стром, Стром и Грасдален, 1975).

Наконец, мы должны обратиться к самым основным проблемам: где и как образуются ударные волны и почему они встречаются только в областях образования звезд? Относительно этих проблем я думаю, что они должны быть решены вероятно поэтапно. В настоящее время в литературе обсуждается следующий вопрос: являются ли наблюдаемые Н—Н объекты по существу стоящими ударами, обусловленными звездным (или протозвездным) ветром, ударяющим по небольшим облакам (в покое) и создающим скачок уплотнения (Шварц, 1978), или они обусловлены бегущими ударами (взрывные волны) (Бём, 1978; Допита, 1978).

Гипотеза Шварца (1978) имеет большое преимущество, так как она связывает присутствие объектов Хербига—Аро с хорошо известным явлением сильных звездных ветров в определенных звездах типа Т Тельца (см. Кухи, 1964; Шварц, 1975; Стром, Стром и Грасдален, 1975). С другой стороны, она имеет тот недостаток, что структура сгущений и измене-

ния во времени (изученные Хербигом, 1957, 1969, 1973 в Н—Н 1 и Н—Н 2) оказываются случайными. Бём (1978) использовал допущение, что отдельные сгущения (например, в Н—Н 1 или Н—Н 2) являются приблизительно сферическими ударами (взрывные волны), бегущими в среде с плотностью частиц около 10^3 см^{-3} . (Эта величина следует из наблюдений [O II] 3726/3729 вблизи Н—Н 1, см. Бём, Перри и Шварц, 1973). Он находит, что наблюдаемые размеры, шкалы времени, факторы заполнения и лучевые скорости могут быть объяснены этим, если допустить, что энергия ударной волны порядка 10^{42} эрг первоначально доступна каждому сгущению. Для излучающих волн он использует решение Седова—Тейлора (см. Зельдович и Райзер, 1966; Седов, 1959), видоизмененное Коксом (1972б). Подход Бёма (1978) имеет тот недостаток, что эти нестационарные ударные волны пока не были наблюдаемы каким-либо иным путем и не встречаются в современной теории образования звезд (сравни: Ларсон, 1969; Апенцеллер и Чарнутер, 1975). Однако, несомненно, возможно, что будущие исследования покажут связь между такими расширяющимися ударными волнами (которые также предположены Допитой, 1978) и теорией образования звезд.

Откуда исходят ударные волны или звездный ветер? Пока нет удовлетворительного ответа на этот вопрос. Мы сталкиваемся со старой проблемой, что, например, вблизи Н—Н 1 или Н—Н 2 не существует звезды или достаточно сильного инфракрасного источника, который мог быть легко отождествлен как источник энергии таких ударных волн или очень сильного звездного ветра. Если бы мы отождествили молодой объект V 380 Ориона (который мог бы показаться самым близким объектом, имеющим уместные здесь свойства) как источник энергии, то потребности энергии стали бы нереально большими. V 380 Ориона должна будет излучать почти 10^5 светимости Солнца только в форме звездного ветра (Бём, 1977). Очевидно, что две наиболее фундаментальные проблемы пока не решены, именно отождествление источника энергии объектов Хербига—Аро и выяснение роли объектов Н—Н в процессе звездообразования. С другой стороны, не может быть сомнений в том, что в течение последних лет достигнут значительный прогресс в получении новых и фундаментальных данных об объектах Н—Н и понимании образования их спектров. Мы верим, что это является важным шагом к решению действительно фундаментальных проблем в теории объектов Хербига—Аро.

Я обязан докторам Гарстангу, Хербигу и Шварцу за предоставление мне своих результатов до опубликования. Эта работа была поддержана Национальным Научным Учреждением (субсидия AST 76—22262 A01).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Allen C. W., 1973, *Astrophysical Quantities* (3rd edition) London, Athlone Press.
- Амбарцумян В. А., 1954, Сообщ. Бюраканск. обс., **13**.
- Haro G., 1950, *Astron. J.*, **55**, 72.
- Haro G., 1952, *Astrophys. J.*, **115**, 572.
- Haro G., 1976, *Bol. Inst. Tonantzintla*, **2**, 3.
- Haro G., Minkowski R., 1960, *Astron. J.*, **65**, 490.
- Appenzeller I., Tscharnuter W., 1975, *Astron. Astrophys.*, **40**, 397.
- Böhm K. H., 1956, *Astrophys. J.*, **123**, 379.
- Böhm K. H., 1975, in *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*, ed. B. Baschek, W. H. Kegel and G. Traving, Springer-Verlag, Heidelberg—New York, p. 205.
- Böhm K. H., 1977, in *The Interaction of Variable Stars With Their Environment*, IAU Colloquium No. 42, ed. R. Kippenhahn, J. Rahe and W. Strohmeyer, Bamberg, p. 3.
- Böhm K. H., 1978, *Astron. Astrophys.*, в печати.
- Böhm K. H., Brugel, 1978, в процессе подготовки.
- Böhm K. H., Perry J. F., Schwartz R. D., 1973, *Astrophys. J.*, **179**, 149.
- Böhm K. H., Schwartz R. D., Siegmund W. A., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, 353.
- Böhm K. H., Siegmund W. A., Schwartz R. D., 1976, *Astrophys. J.*, **203**, 399.
- Vrba F. J., Strom S. E., Strom K. M., 1975, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **87**, 337.
- Гарибян Г. М., 1959, ЖЭТФ, **37**, 527.
- Garstang R. H., Robb W. D., Rountree S. P., 1978, *Astrophys. J.*, в печати.
- Gurzadian G. A., 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 307.
- Гурзадян Г. А., 1975, *Астрофизика*, **11**, 531.
- Гюльбудагян Л. А., 1975, *Астрофизика*, **11**, 511.
- Гюльбудагян Л. А., 1977, Доклады Академии наук Армянской ССР, **61**, 1.
- Danziger I. J., Dennefeld M., 1974, *Astron. Astrophys.*, **36**, 149.
- Dopita M. A., 1977a, *Astrophys. J. Suppl.* **33**, 437.
- Dopita M. A., 1977b, Доклад, представленный на симпозиуме № 76 Международного астрономического союза.
- Dopita M. A., 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 237.
- Zel'dovich Ya. B., Raizer Yu. P., 1966, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. 1, New York—London, Academic Press.
- Cox D. P., 1972a, *Astrophys. J.*, **178**, 143.
- Cox D. P., 1972b, *Astrophys. J.*, **178**, 159.
- Kuhi L. V., 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 1409.
- Larson R. B., 1969, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **145**, 271.
- Lo K. J., Morris M., Moran J. M., Haschik A. D., 1976, *Astrophys. J.*, **204**, L21.
- Magnan C., Schatzman E., 1965, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris*, **260**, 6289.
- Miller J., 1968, *Astrophys. J.*, **154**, L57.
- Münch G., 1977, *Astrophys. J.*, **212**, L77.
- Osterbrock D. E., 1958, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **70**, 399.
- Osterbrock D. E., Dufour R. J., 1973, *Astrophys. J.*, **185**, 441.
- Остерброк Д. Е., Шварц Р. Д., 1973, личное сообщение.
- Raymond J., 1977, Ph. D. Thesis, Univ. Wisconsin.
- Salpeter E. E., 1977, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **15**, 267.
- Seaton M. J., 1954, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **114**, 154.
- Sedov L. I., 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, London, Infosearch,

- Spitzer L., Jenkins E. B.*, 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 133.
- Strom S. E., Grasdalen G. L., Strom K. M.*, 1974, *Astrophys. J.*, **191**, 111.
- Strom K. M., Strom S. E., Grasdalen G. L.*, 1974, *Astrophys. J.*, **187**, 83.
- Strom S. E., Strom K. M., Grasdalen G. L.*, 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 187.
- Strom K. M., Strom S. E., Kinman T. D.*, 1974, *Astrophys. J.*, **191**, L93.
- Schmidt G. D., Vrba F. J.*, 1975, *Astrophys. J.*, **201**, L33.
- Schwartz R. D.*, 1974, *Astrophys. J.*, **191**, 419.
- Schwartz R. D.*, 1975, *Astrophys. J.*, **195**, 631.
- Schwartz R. D.*, 1976, *Publ. Astron. Soc. Pacific.*, **88**, 159.
- Schwartz R. D.*, 1977, *Astrophys. J.*, **212**, L25.
- Schwartz R. D.*, 1978, *Astrophys. J.*, в печати.
- Herbig G. H.*, 1950, *Astrophys. J.*, **111**, 11.
- Herbig G. H.*, 1951, *Astrophys. J.*, **113**, 697.
- Herbig G. H.*, 1957, in *Non-Stable Stars*, ed. G. H. Herbig, Cambridge, University Press, p. 3.
- Herbig G. H.*, 1962a, *Adv. Astron. Astrophys.*, **1**, 75.
- Herbig G. H.*, 1962b, *Astron. J.*, **67**, 645.
- Herbig G. H.*, 1969, in *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, ed. L. Detre, Dordrecht, Reidel, p. 75.
- Herbig G. H.*, 1973, *IAU. Inf. Bull. Var. Stars*, No. 832.
- Herbig G. H.*, 1974, *Lick Obs. Bull.*, No. 658.
- Хербиг Дж. Х.*, 1977, личное сообщение.

ON GLOBULES AND STAR FORMATION

BART J. BOK

University of Arizona, Tucson, USA

Victor Ambartsumian and I first came to know about each other in the 1930's. He had been working at Leningrad on problems relating to the evolution of open clusters, a problem on which in the United States—independently—Lyman Spitzer was engaged as well. Ambartsumian and Spitzer were especially concerned with the effects, that stars escaping from a cluster would have on the dynamics of the stars that are left behind. Since the escaping stars take with them some amount of positive energy, the total energy of the cluster will obviously decrease with the escape of a cluster member. I was concerned with a related but basically different problem, that dealing with the effects that the shearing forces of galactic rotation would have on the evolution (and eventual disintegration) of loose open clusters and on moving clusters like the Ursa Major and Scorpius-Centaurus clusters. When the Ambartsumian articles became available to me in translation, I read them avidly and carefully and, from that time on, I have been a staunch admirer of Victor Ambartsumian and his work. We became friends by correspondence.

After the war I met Victor Ambartsumian at several meetings of the International Astronomical Union (IAU). In 1963 he visited Australia for the IAU Symposium "The Galaxy and the Magellanic Clouds". During his stay Priscilla Bok and I had him and the other colleagues from the USSR for lunch at our home at Mount Stromlo and we became better acquainted, strengthening the foundation for warm friendship between the Ambartsumians and the Boks.

Over the past thirty years, Victor Ambartsumian and I have worked generally on the same sorts of problems. I have limited my studies mostly to our own Galaxy and to the Magellanic Clouds, whereas Victor Ambartsumian's efforts have covered the broader areas of galaxy formation and galaxy evolution. I need not summarize his work here since many of his co-workers have articles in the present volume, which honors him and his accomplishments. But, I am proud to say, Victor Ambartsumian apparently read the articles I sent him; I always pay attention to his

comments, favorable or unfavorable. I remember one incident that he may have forgotten. At the 1970 Brighton General Assembly of the International Astronomical Union, C. C. Lin and I gave a joint Invited Discourse on problems relating to the spiral structure of our Galaxy. Lin covered the theoretical aspects of the density wave theory of spiral arm formation and evolution and I took care, as best I could, of the observational evidence, structural and kinematical, for spiral structure in our Galaxy. I stressed in my address that I favored (and I still do!) the Lin—Shu density wave theory because it is the only theory that provides firm predictions regarding the distribution of gas and dust and of stars of different ages near and in the spiral features. Moreover the Lin—Shu theory makes definite predictions for the velocity patterns of stars and interstellar gas in the vicinity of spiral features. At the conclusion of our Invited Discourse, Victor Ambartsumian spoke to me, warning me not to go too far overboard in favor of the density wave approach, which he considered then (and, I think, still does!) as a basically faulty approach. I keep the Ambartsumian restrictions and reservations in mind whenever I deal with problems of interpretation of observed spiral features and spiral patterns.

In recent years — at the advice of my beloved wife Priscilla, who died on November 19, 1975, I have turned more and more to problems of star formation. Since Victor Ambartsumian and many of his co-workers are concentrating their efforts on problems of galaxy birth and evolution, it may be in order for me to write briefly about my approach to some aspects of current researches on star birth in our own Galaxy.

Thirty years ago, I drew attention to a class of unit dark nebulae which appear to be small isolated clouds of cosmic dust; these are now referred to as globules. Radio studies show that the globules contain concentrations of carbon-monoxide molecules, which are presumably indicative of the presence of molecular hydrogen. These objects—which were first catalogued in 1919 by Edward Emerson Barnard of Yerkes and Lick Observatories—are present principally along the band of the Milky Way, where they appear (in the words of Sir William Herschel) as “Lochs Im Himmel” literally as “Holes In the Heavens”. Mass estimates for these globules can be obtained from counts of stars made from optical photographs, especially through photography and photometry in the range 0.8 to 2μ , and from radio studies at 2.6 *mm* wavelength. There are close to 300 such globules catalogued with distances of 500 parsecs or less; 800 parsecs is the limiting distance to which they can be detected with certainty. There are probably 25,000 globules in our Milky Way system.

There is no need to give here a list of articles in which the properties of globules are described, since several good survey articles have

been written recently on the subject. A comprehensive list of references is contained in my article (Bok, 1977). Then there is a fine article on globules by Dickman (1977). The latest article with an abundance of new radio data (CO, NH₃, CS, H₂CO) on globules has been published by Martin and Barrett (1978).

Globules are roundish, dark nebulae, mostly with sharp and well-defined edges and with angular diameters in the range 3' to 20'. Their linear radii fall mostly between 0.15 and 1.2 parsecs, 30,000 to 250,000 *a. u.* The masses appear to be between 10 and a little under 1000 solar masses. CO and NH₃ observations reveal average internal temperatures of 8° to 10°K. Temperatures somewhat lower than average (to 5°K) are found in the smaller globules and temperatures up to 18°K occur in the larger ones. These temperatures seem to be quite uniform over the volume of the globule.

Apparently molecular hydrogen is the main constituent inside a globule. Estimates of total mass can be obtained in two ways—Optically we can proceed to estimate the dust mass of globule from star counts. A "Lilley factor" equal to 100 or 150 is generally applied to estimate the total mass of molecular hydrogen in the globule. The radio astronomers can determine masses for the globules from the strengths of some molecular lines, especially the 2.6 *mm.* line from ¹³CO. It is indeed pleasant to note that the masses for globules found from star counts agree well with those derived by radio astronomical techniques. The following tabulation (Table 1) shows typical values for basic parameters of two globules derived by Martin and Barrett (their Table 22):

Table 1

Globule	T _k (K)	N(H ₂) (10 ³ cm ⁻³)	Mass M _☉	M _{gas} /M _{dust}
Barnard 227	8.5	2.6	13.0	160
Barnard 335	10	8.4	22.0	190

The CO features indicate the presence of velocity dispersions in the range 0.5 to 1.0 *km/sec.* These velocity dispersions are most likely rates of collapse for the globules under investigation. If this is the case, then we can expect that most of the presently observed globules will collapse into protostars embedded in molecular dust clouds in times of the order of half a million years. However, the collapse conclusion cannot as yet be accepted as final. Turbulence and magnetic field effects may contribute to the observed line widths and rotation does play a role

in some globules. The weight of present evidence seems to favor collapse as the most likely interpretation of the observed radio line widths.

The best observed roundish, large globules show no evidence of fragmentation. They seem to be unit affairs in which the density of dust and molecules is greatest near the center. Optical data for the densest globules—in the Southern Coalsack (Bok) and for Barnard 361 (Schmidt)—suggest that the density varies roughly inversely as the cube of the distance from the center of the globule. The presence of steep negative density gradients is also shown in the radio data shown in Figure 52 of the paper by Martin and Barrett.

The collapse of a globule will probably lead (in the absence of excessive rotation) to the formation of a young star surrounded by a cloud of cosmic dust and various molecules, an object that might become detectable as a large cool star with a surrounding shell of uncondensed interstellar matter. In the presence of some initial rotation, the collapse will hopefully be associated with some degree of fragmentation. A binary or multiple star might be formed. Or, possibly, a star with a planetary system might result. We note that the parent globule does seem to possess a supply of basic organic molecules of the varieties that we have come to associate with the beginnings of life. A great variety of such organic molecules is found in the large dark nebular complexes in which star formation is almost surely in progress now on a big scale.

On the whole the processes by which a globule evolves from a unit interstellar cloud of cosmic dust and molecular gas into a protostar with a surrounding shell of gas and dust seem quite plausible. However, it was felt by many that it was a pity that no evidence had been found for actual starbirth associated with a globule. Such evidence has recently become available. About a year ago, Schwartz (1977) found two Herbig—Haro objects associated with one of a pair of globules near α (1950) = $8^{\text{h}}24^{\text{m}}$, δ (1950) = $-50^{\circ}50'$. The objects are numbered H—H46 and H—H47. Their spectra have been studied by Dopita. Purely by chance I had selected this pair of southern globules for photography with the Cerro Tololo 4-*m* Reflector. The photograph is reproduced with the present article (Fig. 1). The objects H—H46 and H—H47 are part of the light filament shown at the northern edge of the western of the two globules. Here we have direct proof of starbirth associated with a globule. It is a pleasure to have the opportunity to publish the photograph of this pair of globules in the present volume. I am presenting it to Victor Ambartsumjan with warmest good wishes on his 70th birthday.



Fig. 1. Two globules near $8^{\text{h}}24^{\text{m}}-50^{\text{s}}50'$ (1950). The western globule contains two Herbig-Haro objects discovered by Schwartz, H-H46 and H-H17. The globule is listed as ESO 210-6A. From a hyper-sensitized IV N plate (Luis Pinto; silver nitrate process). Filter RG695, 60 minutes exposure, 4-m reflector at Cerro Tololo Interamerican Observatory, February 13-14 (Valentine's Night!) 1978. Enlargement by Richard Schiff; the E-W diameter of the globule is $3'$ to $4'$. North is up and West is on the right.

R E F E R E N C E S

- Bok B. J.*, 1977, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **89**, 597.
Dickman R. L., 1977, *Scientific American*, **236**, 66.
Dopita A., 1978, *Astron. Astrophys.*, **62**, 237.
Martin R. N., Barrett A. H., 1978, *Astrophys. J. Suppl.*, **36**, No. 1.
Schwartz R. D., 1977, *Astrophys. J.*, **212**, L25.

О ГЛОБУЛАХ И ОБРАЗОВАНИИ ЗВЕЗД

БАРТ ДЖ. БОК

Университет Аризона, Тусон, США

Виктор Амбарцумян и я впервые узнали друг друга в 30-х годах. Он работал в Ленинграде над вопросами, относящимися к эволюции открытых звездных скоплений, — проблема, которой в Соединенных Штатах независимо занимался Лайман Спитцер. Амбарцумян и Спитцер особенно интересовались эффектами, которые звезды, уходящие из скопления, оказали бы на динамику звезд, оставшихся позади. Так как уходящие звезды берут с собой некоторое количество положительной энергии, то полная энергия скопления будет, очевидно, убывать с уходом члена скопления. Я интересовался проблемой родственной, но по существу отличной, рассматривающей действие сдвига от галактического вращения на эволюцию (и возможную дезинтеграцию) бедных открытых скоплений и на движущиеся скопления, подобные скоплениям Большой Медведицы и Скорпиона—Центавра. Когда статьи Амбарцумяна стали мне доступны в переводе, я прочел их с жадностью и внимательностью, и начиная с этого времени я стал непоколебимым поклонником Виктора Амбарцумяна и его трудов. Мы стали друзьями по переписке.

После войны я встречался с Виктором Амбарцумяном на многих собраниях Международного астрономического союза (МАС). А в 1963 г. он посетил Австралию для участия в симпозиуме МАС «Галактика и Магеллановы Облака».

В период своего пребывания в Австралии Присилла Бок и я пообедали вместе с ним и другими коллегами из СССР у нас дома в Маунт Стромло. И мы ближе познакомились и укрепили сердечную дружбу между Амбарцумянами и Боками.

За прошедшие тридцать лет Виктор Амбарцумян и я работали в общем над одними и теми же классами проблем. Я ограничил мои исследования, большею частью, нашей собственной Галактикой и Магеллановыми Облаками, тогда как усилия Виктора Амбарцумяна охватывали более широкие области формирования и эволюции галактик. Нет надобности резюмировать его работу здесь, так как его сотрудники име-

ют статьи в этом сборнике, который читает его и его достижения. Однако я горд, говоря, что Виктор Амбарцумян очевидно читал статьи, которые я посылал ему. Я всегда обращаю внимание на его замечания, благоприятные или неблагоприятные. Я помню один случай, который он, может быть, забыл. На Генеральной Ассамблее Международного астрономического союза в Брайтоне в 1970 г. К. К. Лин и я представили совместный доклад (Invited Discourse) по вопросам, относящимся к спиральной структуре нашей Галактики. Лин охватывал теоретические аспекты теории формирования и эволюции спиральных рукавов, с помощью волн плотности, а я заботился, по мере своих возможностей, о том, чтобы представить наблюдательные доказательства, структурные и кинематические, о спиральной структуре нашей Галактики. В своей речи я подчеркнул, что благосклонно отношусь (и, по-прежнему, отношусь!) к теории волн плотности Лина-Шу, потому что она является единственной теорией, которая дает прочные предсказания относительно распределения газа и пыли и звезд разных возрастов вблизи и внутри спиральных деталей. Более того, теория Лина-Шу делает определенные предсказания о картине распределения скоростей звезд и межзвездного газа в окрестностях спиральных деталей. После окончания нашего доклада Виктор Амбарцумян говорил со мной, предостерегая меня не слишком увлекаться подходом волн плотности, который он тогда рассматривал (и, я думаю, еще рассматривает!) как в основе ошибочный подход. Я помню ограничения и оговорки Амбарцумяна всякий раз, когда я имею дело с вопросами интерпретации наблюдаемых спиральных деталей и спиральных форм.

В последние годы, по совету моей любимой, ныне покойной, жены Присиллы, я все больше и больше обращался к вопросам образования звезд. Так как Виктор Амбарцумян и многие его сотрудники сосредотачивают свои усилия на вопросах рождения и эволюции галактик, то может быть уместно для меня написать вкратце о моем подходе к некоторым аспектам текущих исследований по рождению звезд в нашей собственной Галактике.

Тридцать лет назад я привлек внимание к одному классу единичных темных туманностей, которые оказались небольшими изолированными облаками космической пыли; эти облака в настоящее время относятся к глобулам. Радиоисследования показывают, что глобулы содержат сгущения молекул монооксида углерода, который, вероятно, является указателем присутствия молекулярного водорода. Эти объекты, которые впервые были каталогизированы в 1919 г. Эдуардом Эмерсон Барнардом из Йерской и Ликской обсерваторий, присутствуют главным образом вдоль полосы Млечного Пути, где они появляются (по словам сэра Вильяма Гершеля) как «Lochs Im Himmel», буквально, как

«дыры на небе». Оценки масс для этих глобул могут быть получены из подсчетов звезд, выполненных по оптическим фотографиям, особенно посредством фотографии и фотометрии в области 0.8—2.0 μ , и по радиоисследованиям на длине волны 2.6 мм. Имеется приблизительно 300 таких каталогизированных глобул с расстояниями 500 *пс* или меньше; предельное расстояние, на котором они могут быть обнаружены с уверенностью, равно 800 *пс*. В нашей системе Млечного Пути существует, вероятно, 25 000 глобул.

Нет никакой необходимости приводить здесь список статей, в которых описываются свойства глобул, так как в последнее время написано несколько хороших обзорных статей на эту тему. Исчерпывающий список литературы содержится в моей статье (Бок, 1977). Затем имеется прекрасная статья о глобулах Дикмана (1977). Последняя статья о глобулах, включающая новые радиоданные о содержании (CO, NH₃, CS, H₂CO), была опубликована Мартином и Барреттом (1978).

Глобулы являются кругловатыми темными туманностями, в большинстве своем с резкими, хорошо очерченными краями и углового диаметра в пределах 3' и 20'. Их линейный радиус заключен, большей частью, между 0.15 и 1.2 *пс*, 30 000—250 000 *а. е.* Массы, кажется, находятся между 10 и несколько ниже 1000 солнечных масс. Наблюдения молекул CO и NH₃ показывают среднюю внутреннюю температуру 8—10°K. Температуры несколько ниже, чем средняя (до 5°K), обнаруживаются в меньших глобулах, а температуры до 18°K встречаются в больших глобулах. Кажется, что эти температуры вполне однородны по объему глобулы.

По-видимому, молекулярный водород является главной составляющей внутри глобулы. Оценки полной массы могут быть получены двумя способами. Оптически мы можем получить оценку массы пыли глобулы, исходя из звездных подсчетов. Для оценки полной массы молекулярного водорода, содержащегося в глобуле, обычно применяется «фактор Лиллея», равный 100 или 150. Радиоастрономы могут определить массы глобул по интенсивностям некоторых молекулярных линий, особенно линии 2.6 мм молекулы ¹³CO. В самом деле, приятно отметить, что массы глобул, найденные из звездных подсчетов, согласуются с массами, выведенными радиоастрономическими методами. Табл. 1 показывает характерные значения основных параметров двух глобул, выведенные Мартином и Барреттом (их табл. 22, 1977).

Детали CO указывают на наличие дисперсий скоростей в пределах 0.5—1.0 км/сек. Эти дисперсии скоростей вероятно представляют собой скорости коллапса для исследуемых глобул. Если это верно, то мы можем ожидать, что большинство ныне наблюдаемых глобул будет коллапсировать в протозвезды, погруженные в молекулярные пылевые об-

лака, за время порядка полумиллиона лет. Однако вывод о коллапсе пока не может быть принят как окончательный. Эффекты турбулентции и магнитного поля могут внести определенный вклад в наблюдаемые ширины линий, а в некоторых глобулах значительную роль играет вращение. Настоящее свидетельство, кажется, благоприятствует коллапсу как наиболее вероятной интерпретации наблюдаемых ширин радиолиний.

Таблица 1

Глобула	T_K (K)	$N(H_2)$ (10^3 см^{-3})	Масса (M_\odot)	$M_{\text{газ}}/M_{\text{пыль}}$
Барнард 227	8.5	2.6	13.0	160
Барнард 335	10	8.4	22.0	190

Наиболее изученные кругловатые большие глобулы не показывают никаких свидетельств фрагментации. Они кажутся единичными образованиями, в которых плотность пыли и молекул наибольшая около центра. Оптические данные о самых плотных глобулах, в Южном Угловом Мешке (Бок) и для Барнард 361 (Шмидт), подсказывают, что плотность меняется грубо обратно пропорционально кубу расстояния от центра глобулы. Присутствие крутых отрицательных градиентов плотности показывается и в радиоданных, представленных на фиг. 52 работы Мартина и Барретта (1977).

Коллапс глобулы, вероятно, будет вести (при отсутствии чрезмерного вращения) к формированию молодой звезды, окруженной облаком космической пыли и различных молекул, объекта, который мог стать обнаруживаемым как большая холодная звезда с окружающей оболочкой несконденсированной межзвездной материи. В присутствии некоторого первоначального вращения коллапс будет, по всей вероятности, связан с некоторой фрагментацией. Может образоваться двойная или кратная звезда. Или, возможно, в результате появится звезда с планетарной системой. Мы отмечаем, что родительская глобула, кажется, обладает запасом основных органических молекул в большом разнообразии, что мы должны были связать с началом жизни. Большое разнообразие таких органических молекул обнаруживается в больших темных небулярных комплексах, в которых в настоящее время почти наверняка идет формирование звезд в больших масштабах.

В целом процессы, в результате которых глобула эволюционирует от единичного межзвездного облака космической пыли и молекулярного газа в протозвезду, с окружающей оболочкой газа и пыли, кажутся

вполне правдоподобными. Однако многие до сих пор считали, что, к сожалению, не было обнаружено никакого свидетельства в пользу реального рождения звезд, ассоциированных с глобулами. Такое свидетельство недавно стало доступным. Около года назад Шварц (1977) обнаружил два объекта Хербига—Аро, ассоциированных с парой глобул вблизи α (1950) = $8^{\text{h}}24^{\text{m}}$, δ (1950) = $-50^{\circ}50'$. Эти объекты нумируются как Н—Н 46 и Н—Н 47. Их спектры были изучены А. Допита (1978). Совершенно случайно я выбрал эту пару южных глобул для фотографирования с 4-м рефлектором обсерватории Черро Тололо. Фотография (фиг. 1) представлена в настоящей статье. Объекты

Фиг. 1. Две глобулы вблизи $8^{\text{h}}24^{\text{m}} - 50^{\circ}50'$ (1950). Западная глобула содержит два объекта Хербига—Аро, обнаруженных Шварцем: Н—Н 46 и Н—Н 47. Эта глобула внесена в список как ESO 210-6A. Отпечаток с гиперсенсibilизированной IV N пластинки (Луис Пинто; процесс нитрата серебра). Фильтр RG 695, экспозиция 60 мин, 4-м рефлектор Межамериканской обсерватории Черро Тололо, 13—14 февраля, 1978. Увеличено Ричардом Шиффом; восточно-западный диаметр глобулы равен $3-4'$. Север находится наверху, запад — справа.

Н—Н 46 и Н—Н 47 составляют часть яркого волокна, показанного на северном краю западной из двух глобул. Здесь мы имеем прямое доказательство рождения звезд, ассоциированных с глобулами. Приятно иметь возможность опубликовать фотографию этой пары глобул в настоящем сборнике. Я преподношу ее Виктору Амбарцумяну с сердечными добрыми пожеланиями в связи с 70-летием со дня рождения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Bok B. J.*, 1977, Publ. Astron. Soc. Pacific, **89**, 597.
Dickman R. L., 1977, Scientific American, **236**, 66.
Dopita A., 1978, Astron. Astrophys., **63**, 237.
Martin R. N., Barrett A. H., 1978, Astrophys. J. Suppl., **36**, No. 1.
Schwartz R. D., 1977, Astrophys. J., **212**, L25.

SPECTROGRAPHIE DIRECTE D'ASTRES FAIBLES ET VARIABLES

CH. FEHRENBACH

Observatoire de Haute Provence, France

Le Professeur V. Ambartsumian et ses élèves se sont intéressés à de nombreux phénomènes non-stationnaires et les contributions des astronomes de Byurakan ont été particulièrement importantes dans l'étude des étoiles variables à éclat (Flare stars) et des galaxies particulières de Markarian.

Nous poursuivons l'étude de certains de ces astres par des méthodes spectrographiques modernes à l'Observatoire de Haute Provence. Madame Yvette Andrillat et ses élèves poursuivent l'étude des noyaux de galaxies particulières. Nous avons fait récemment des études de résidus de novae et particulièrement d'étoiles variables comme les étoiles T Tau. Il y a peut être une analogie entre les variations spectrales des étoiles T Tau et les "Flare stars". Aussi je propose de détailler certains des résultats récents en l'honneur de V. Ambartsumian.

Notre instrumentation, développée par l'équipe d'ingénieurs de l'Observatoire de Haute Provence, sous la direction de MM. Vin et Berger (Fehrenbach et Vin, 1975; Adrianzyk et al., 1978) est évidemment inspirée des réalisations analogues originales de Boksenberg (1976) et de Robinson et Wampler (1972, 1976), mais elle en diffère par de nombreux points et profite des nouvelles possibilités des tubes à comptage de photons développés par A. Labeyrie (1978).

L'avantage principal de ce système est la possibilité d'observer le spectre pendant son enregistrement: le tracé spectrophotométrique s'inscrit directement sur un tube cathodique. Lorsque l'information est suffisante, le spectre est transféré sur la bande magnétique d'un ordinateur. Elle peut alors être relue, examinée en détail et dépouillée instantanément. Bien que ce système ait été décrit, nous reproduisons ici le principe de l'instrument et le schéma des dépouillements.

Le spectre est projeté sur la face d'entrée du tube (Fig. 1). Ce tube consiste en un intensificateur à galette de microcanaux (gain 3×10^4) couplé par fibres optiques à un tube Nocticon (gain 2×10^3).

Le récepteur à gallette de microcanaux (Thomson CSF-TH 9304) comporte une focalisation électrostatique qui projette l'image sur une gallette de microcanaux de $15\ \mu\text{m}$ de diamètre. La face d'entrée est plane et a un diamètre de $25\ \text{mm}$. Un écran fluorescent P20 de $25\ \text{mm}$ de diamètre est couplé par fibre optique à un tube de télévision. C'est un tube Nocticon à cathode S20 et une cible en silicium de $18\ \text{mm}$ de diamètre.

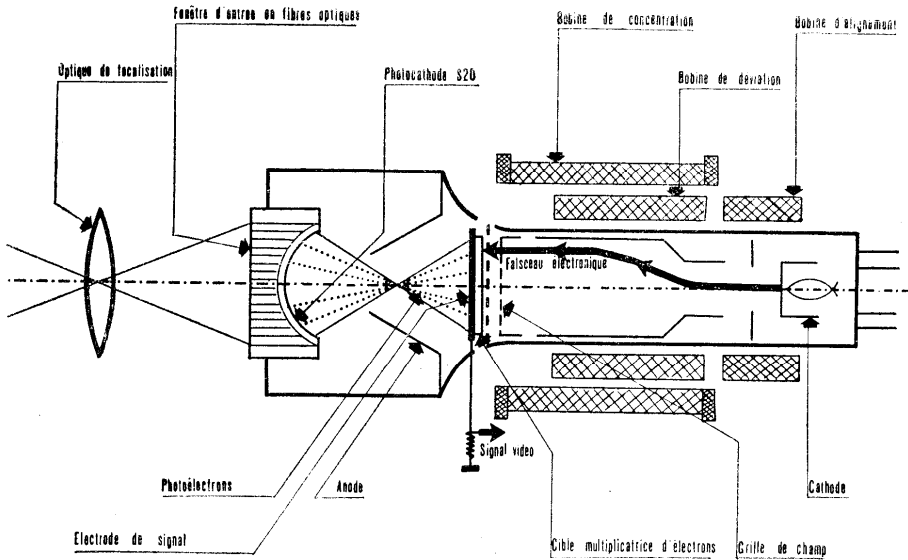


Fig. 1. Dispositif de réception du signal optique avec Nocticon.

La multiplication est très importante: à chaque électron libéré par un photon correspondent environ 10^6 électrons qui chargent la cible et chaque électron émis par la photocathode peut être détecté individuellement.

Dans notre tube, la cible est explorée par un dispositif classique de télévision qui balaye la cible 512 fois toutes les $1/25$ de seconde. Le courant du faisceau d'électrons est lu. A chaque point de la cible où on détecte des charges supérieures au niveau de discrimination choisi correspond un électron primaire. Il est aussi possible, mais plus difficilement, d'éliminer les faisceaux intenses dus à des ions parasites.

Dans le cas de la spectrographie, le spectre est perpendiculaire à la direction du balayage. Ainsi une ligne correspond à un élément spectral ou à une longueur d'onde. L'intensité du courant de balayage est enregistrée; si elle est supérieure à un certain seuil, cela correspond à l'émission d'un photon et cet évènement est compté 1 et est enregistré

dans la mémoire correspondant à ce balayage. Cet enregistrement est d'ailleurs suivi sur un écran cathodique sur lequel on voit apparaître les divers évènements. Pour diminuer les bruits parasites, seuls les évènements qui se présentent au moment du passage du faisceau électronique sur le spectre sont enregistrés dans la mémoire locale. Une lecture non destructive de ces mémoires est faite sur même écran de visualisation que celui qui permet de voir les photons: on peut donc suivre la variation du contenu des mémoires et, par conséquent, contrôler l'acquisition de l'information. Lorsque la capacité des mémoires auxiliaires risque d'être dépassée, l'ensemble du contenu des 512 mémoires est transféré sur la bande magnétique d'un ordinateur.

Comme les gerbes d'électrons créées par chaque photon sont considérables, elles débordent généralement sur plusieurs éléments d'images (pixels en anglais), alors qu'elles ne correspondent qu'à 1 élément. Ils sont donc enregistrés plusieurs fois; il est possible par un système électronique travaillant en temps direct de remplacer un tel ensemble par un seul évènement qu'on affecte au centre de gravité de l'ensemble. Ce dispositif "de centrage des évènements" permet de gagner un facteur de l'ordre de 3 sur la résolution. Il fonctionne naturellement aussi pour les gerbes dues à un ion et il en diminue l'importance relative car ces gerbes débordent rapidement sur un plus grand nombre d'éléments d'image.

La figure 2 montre le dispositif d'enregistrement et de lecture des spectres; il est très perfectionné et constitue un facteur essentiel pour l'usage du comptage de photons. Nous l'avons nommé "Multiphot", car il peut servir avec tous les systèmes d'enregistrement de spectres, analogiques ou non. Nous avons employé cet instrument pour de nombreux astres. Je ne décris dans cet article que les résultats obtenus en comptage de photons.

Dans la première version, sans centrage des évènements, avec une dispersion de 25 \AA mm^{-1} sur la cathode, nous avons obtenu des spectres de postnovae. Les temps de pose sont très courts: 40 secondes pour RS Oph, 6 minutes pour Nova Cyg 1975 et Nova Del 1937 (Fig. 3).

La dispersion sur l'enregistrement est de 0.6 \AA par pixel et la largeur des raies est de 6 pix. Dans ces conditions, le pouvoir résolvant n'est que $R = \lambda/\Delta\lambda = 1500$.

Le nouveau montage diffère du précédent par l'installation du centrage de photons et le remplacement de l'objectif initial par un objectif de plus grande distance focale, ce qui permet d'augmenter la distance entre le tube et l'objectif. La dispersion sur la cathode est de 18 \AA mm^{-1} ou 0.36 \AA par pixel, mais la résolution effective mesurée par la largeur des raies de comparaison du néon est de 0.72 \AA de sorte que la résolution est de $R = \lambda/\Delta\lambda = 9000$.

L'objectif actuel n'est pas bien adapté au spectrographe, de sorte que nous avons perdu un peu en sensibilité.

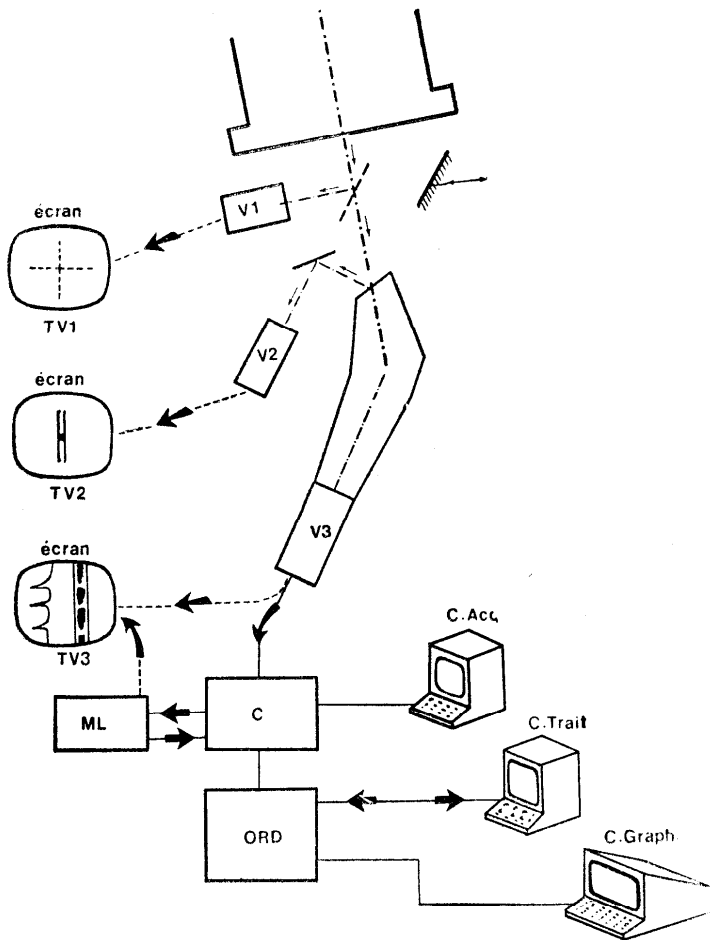


Fig. 2. Dispositif d'enregistrement et de lecture des spectres. V_1 —tube de télévision viseur de champ (Super Isocon). V_2 —tube de télévision viseur de fente (Super Isocon), V_3 —tube de télévision d'acquisition de données (Super Nocticon), TV_1 —Ecran de télévision pour le pointage, TV_2 —Ecran de télévision pour le guidage sur la fente, TV_3 —Ecran de télévision pour l'observation du spectre (image et courbe), ML—Mémoire locale, C—Boîtier de commande de l'acquisition, ORD—Ordinateur, C.Acq—Console de dialogue pour l'acquisition de données, C.Trait—Console de dialogue pour le prétraitement, C.Graph—Console graphique pour le prétraitement.

Le temps de pose est de 200 secondes pour T Tau dont la magnitude était de l'ordre de 9,5.

Assimilons le fond continu T Tau à celui d'une étoile analogue au Soleil, ce qui est suffisant pour une discussion qualitative et nommons N le nombre de photons reçu en dehors de l'atmosphère par cm^2 , seconde et intervalle spectral $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$. C'est la brillance spectrale; nous avons

$$\log \frac{N}{N_{\odot}} = -0.4 (m - m_{\odot}) \quad (1)$$

où $N_{\odot} = 5.1 \cdot 10^{13}$, $m_{\odot} = -26.82$ sont relatifs au Soleil.

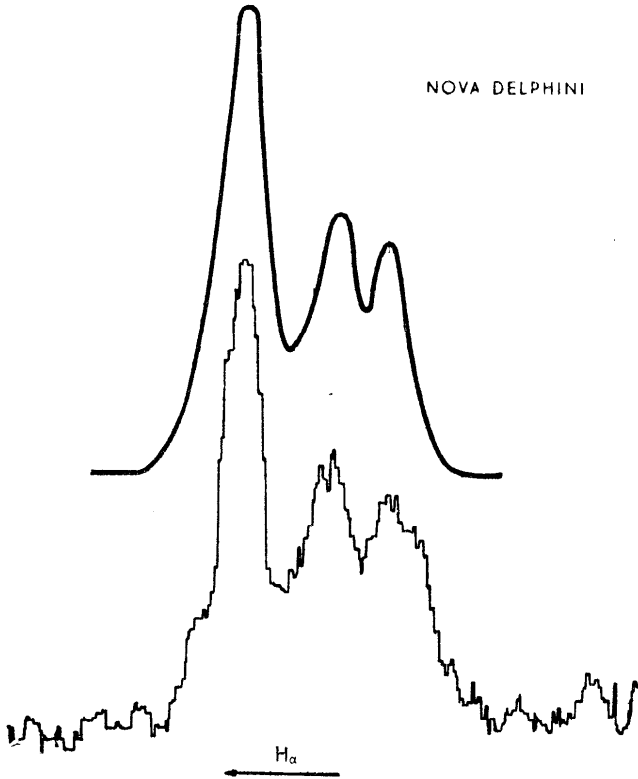


Fig. 3. Nova Del 1967 (12 Juin 1976, comptage de photons, Télescope 1.93 m, Observatoire de Haute Provence). Enregistrement en 6 minutes de H_{α} , montrant [N II] $\lambda 6584$, H_{α} et [N II] $\lambda 6548$. Le contour du haut correspond à des courbes de Gauss théoriques.

Dans ces conditions, le nombre de photons reçu, en dehors de l'atmosphère, en 200 secondes par le miroir de 1.93 m de diamètre et pour $m = 10$ est $n = 520 \times 10^3$.

Le nombre de photons détecté par pixel et dans le temps d'observation T est

$$\nu = n\tau\tau'\Delta\lambda \cdot RT \quad (2)$$

où τ' — est la transparence de l'atmosphère, τ — la transparence de l'ensemble télescope, spectrographe (y compris la transmission de la fente), $\Delta\lambda$ — la largeur du pixel en Å, R — le rendement quantique du récepteur.

Dans nos observations $\nu = 250$ et les valeurs sont: $\tau' = 0,33$ (observation très basse sur l'horizon), $\Delta\lambda = 0,36$ Å, $T = 200$ sec.

Nous en déduisons $R = 4 \times 10^{-3}$ ce qui est plausible, $\tau \sim 0,08$, $R = 0,05$.

Ce sont les fluctuations $\Delta\nu$ de ce nombre de photons qui déterminent en théorie la précision des mesures, ou les limites de détection possibles. La fluctuation de l'émission des photons obéit en principe à une statistique de Poisson

$$\Delta\nu = \sqrt{\nu}$$

Nous avons vérifié sur nos enregistrements qu'il en était sensiblement ainsi. Dans l'enregistrement 336 de T Tau et dans les mémoires 391—471 qui correspondent à un intervalle spectral sans raies stellaires, nous avons observé 320 événements, la fluctuation observée est 19.5 ($\sqrt{320} = 17.9$) et pour l'enregistrement 337, moins posé, les nombres sont: 138 événements, fluctuations observées 14.5 ($\sqrt{138} = 11.8$).

Pour un instrument donné, nous pouvons détecter dans le temps T une raie d'émission si le nombre de photons correspondant est au moins égal à k fois la fluctuation statistique. Si nous nommons W la largeur équivalente de la raie, nous pouvons écrire

$$W = \int \frac{I - I_0}{I_0} d\lambda > k \frac{\Delta\nu}{\nu}$$

et avec une statistique de Poisson

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\nu}}$$

Nous écrivons

$$W \sqrt{\nu} > \text{cte.}$$

Si on tient compte de (1) et en faisant entrer dans la constante tous les termes correspondant à l'instrument, on peut écrire

$$\log W^2 T - 0.4m > \text{cte.} \quad (3)$$

Naturellement la constante dépend de l'instrument; dans notre cas nous avons constaté qu'une raie dont la largeur $W = 2$ Å était facile à détecter en 200 secondes de pose pour $m = 10$. Nous pensons qu'une raie $W = 1$ Å est la limite de la détection, on trouve alors

$$\log W^2 T - 0.4m > -1.7 \quad (3\text{bis})$$

Nous avons ainsi observé le 2 mars l'étoile T Tau et nous avons annoncé des variations du profil de raies en 3 minutes. Cette observation nous avait surpris et nous avons fait des vérifications qui s'imposaient (étude de la rémanence, de la linéarité et de la saturation). Malheureusement, cette dernière vérification a été faite sur le premier dispositif et nous avons maintenant constaté qu'une curieuse saturation existe dès que

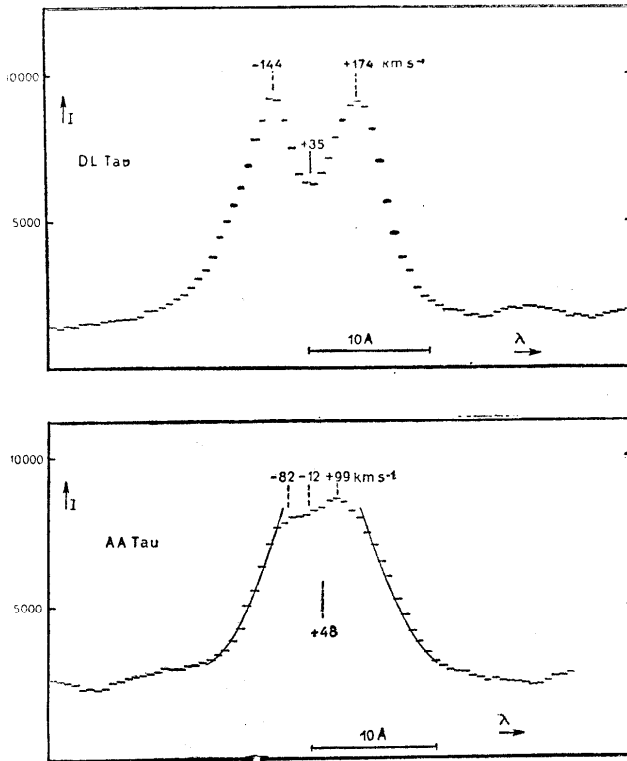


Fig. 4. Profils de la raie H_{α} de DL Tau (K7e V) et AA Tau (K5e V). Les contenus de toutes les mémoires sont portés sur cette figure. L'abscisse correspond au numéro de la mémoire et, donc, à la longueur d'onde. L'ordonnée est le contenu numérique de la mémoire qui est une mesure de l'intensité dans une unité arbitraire. Chaque petit trait horizontal correspond donc à une mémoire. Nous avons indiqué sur ce graphique les valeurs des vitesses radiales des différents détails (valeurs réduites au Soleil). Dans le cas de AA Tau, la courbe en trait continu correspond à une courbe de Gauss ayant une largeur à mi-hauteur de 10,0 A. La valeur $+48$ est le milieu de cette courbe de Gauss. L'échelle des intensités I est arbitraire.

le nombre d'impulsions dépasse 1500 par pixel pour 10 000 trames, c'est-à-dire 0.15 évènements par pixel. Or dans nos enregistrements, ce nombre était de l'ordre de 0,5 à 0.8. Nous recherchons actuellement la cause

profonde de cet effet, mais dès maintenant, nous devons rejeter les résultats annoncés (Andrillat et Fehrenbach, 1978; Fehrenbach et Andrillat, 1978a).

Par contre, toutes les observations d'étoiles faibles restent valables, mais une nouvelle étude de la linéarité sera effectuée.

Nous publions ici les profils des raies de 3 étoiles de type T Tau; celui de T Tau elle-même, trop brillante pendant nos observations de mars 1978, sera repris ultérieurement.

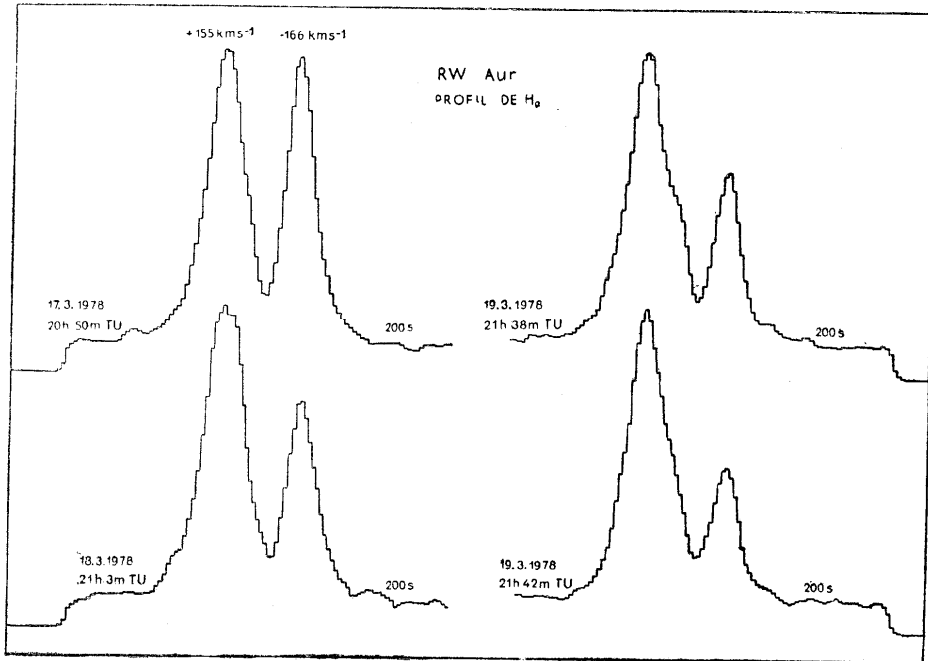


Fig. 5. Variations du profil de la raie H_{α} de l'étoile RW Aurigae. (Télescope: 1.93 m, foyer Cassegrain). Tube à comptage de photons (INAG) branché sur le système Multiphot (OHP). Dispersion: 18 \AA mm^{-1} . Résolution: 5000 (Ch. Fehrenbach et Y. Andrillat).

Les contours de AA Tau et DL Tau, correspondant à une résolution de $R = \lambda/\Delta\lambda = 1700$ ont déjà été publiés (Fehrenbach et Andrillat, 1978b). Nous les reproduisons ici (Fig. 4). Nous y ajoutons les profils de RW Aur.

Les profils de H_{α} de ces deux étoiles sont semblables à celui de T Tau. Mais on a assisté pour RW Aur à un changement très net d'une nuit à la suivante comme le montre la figure 5. Le rapport d'intensité

raie rouge/raie violette a nettement évolué. Nous pensons que le contour est photométrique mais une vérification de la linéarité est en cours.

Mme Y. Andrillat a obtenu des contours de la région H_{α} d'un certain nombre de noyaux de galaxies à émission. Le rapport des raies de $[N II] \lambda\lambda 6584/6548$ est de 3 à la précision de ces premières estimations.

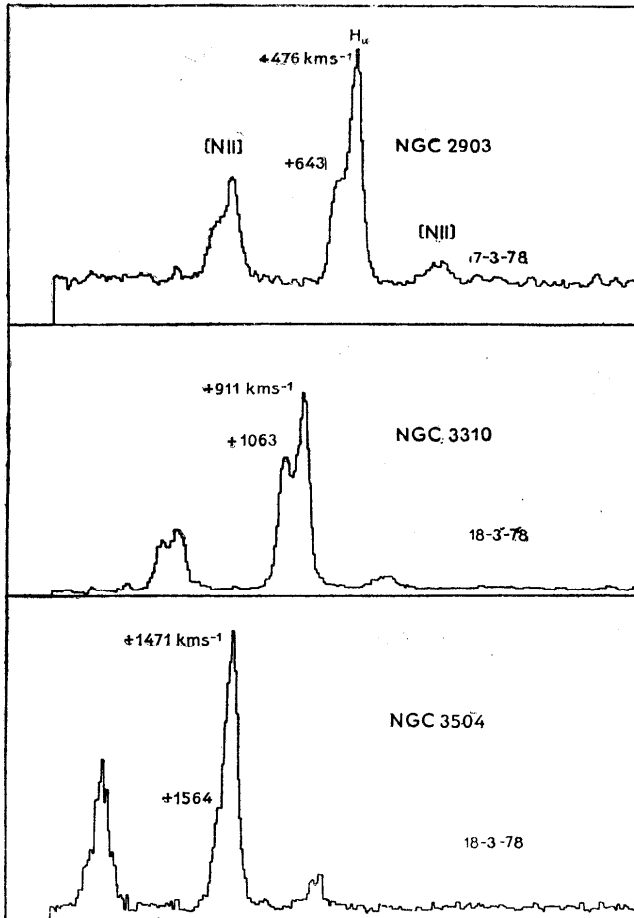


Fig. 6. Observation de Mme Y. Andrillat de trois noyaux de galaxies avec comptage de photons au télescope de 1.93 m de l'Observatoire de Haute Provence. Durée des enregistrements: 10 minutes.

Dans le cas de NGC 2903 et 3310, les raies H_{α} et $\lambda 6584$ de $N [II]$ montrent une structure double qui correspond probablement à deux noyaux émissifs dont les vitesses radiales diffèrent sensiblement de 150 km/sec^{-1} pour ces deux nébuleuses. L'astre le

plus intéressant est NGC 4151 dont l'étude est poursuivie pour une éventuelle variation analogue à celle constatée dans le domaine des rayons γ . Dans NGC 2903 trois condensations ont été étudiées et montrent des différences de vitesses radiales appréciables.

R É F É R E N C E S

- Adrianzyk G., Baietto J. C., Berger J. P., Fehrenbach Ch., Prévot L., Vin A.*, 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 279.
- Andrillat Y., Fehrenbach Ch.*, 1978, *Circ. IAU*, No. 3190.
- Boksenberg A.*, 1976, *IAU Colloquium No. 40*, ed. M. Duchesne et G. Lelièvre, 13—1 à 13—16.
- Fehrenbach Ch., Andrillat Y.*, 1978a, *Comptes Rendus, Acad. Sci. Paris, sér. B*, **286**, 187.
- Fehrenbach Ch., Andrillat Y.*, 1978b, *Comptes Rendus, Acad. Sci. Paris, sér. B*, **285**, 235.
- Fehrenbach Ch., Vin A.*, 1975, in *Image processing in Astronomy*, ed. de Jager and Nieuwerhuijzen, p. 109.
- Labeyrie A.*, 1978, communication privée.
- Robinson L. B., Wampler E. J.*, 1972, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **84**, 161.
- Robinson L. B., Wampler E. J.*, 1976, *IAU Colloquium No. 40*, ed. M. Duchesne et G. Lelièvre, 14—1 à 14—5.

ПРЯМАЯ СПЕКТРОГРАФИЯ СЛАБЫХ И ПЕРЕМЕННЫХ СВЕТИЛ

Ш. ФЕРЕНБАК

Обсерватория Верхнего Прованса, Франция

Профессор В. Амбарцумян и его ученики интересовались многими нестационарными явлениями; особенно важен вклад бюраканских астрономов в изучение эруптивных переменных звезд (вспыхивающих звезд) и отдельных галактик Маркаряна.

Некоторые из этих объектов исследуются нами современными спектрографическими методами на обсерватории Верхнего Прованса. Д-р Ивет Андрия и ее ученики исследуют ядра отдельных галактик. В последнее время мы осуществили исследования остатков новых и в особенности переменных звезд, таких, как звезды типа Т Тельца. Возможно, существует некоторая аналогия между спектральными изменениями звезд типа Т Тельца и «вспыхивающих звезд». Поэтому мне хочется, в честь В. Амбарцумяна, подробно изложить некоторые из новейших результатов.

На создание аппаратуры, сконструированной группой инженеров обсерватории Верхнего Прованса под руководством Вина и Берже (Ференбак и Вин, 1975; Адрианчик и др., 1978), нас, очевидно, вдохновили подобные оригинальные изобретения Боксенберга (1976) и Робинсона и Вамплера (1972, 1976), но она отличается от последних во многих отношениях и использует новые возможности трубок для счета фотонов, разработанных Лабейри (1978).

Основным преимуществом этой системы является возможность наблюдения спектра во время его регистрации: спектрофотометрическая запись непосредственно видна на катодной трубке. Когда информация достаточна, спектр переносится на магнитную ленту ЭВМ. Далее лента может быть воспроизведена, подробно рассмотрена и мгновенно обработана. Хотя эта система уже была описана, мы приводим здесь принцип устройства прибора и схему обработки.

Спектр проектируется на входную плоскость трубки (фиг. 1). Трубка

Фиг. 1. Принципиальная схема аппаратуры. Объяснения приведены на схеме.

ка состоит из пластинки микроканального усилителя (усиление 3×10^4), стыкованной волоконной оптикой с трубкой «Ноктикон» (усиление 2×10^3).

Приемник с микроканальной пластинкой (Thomson CSF—TH 9304) обладает электростатической фокусировкой, которая проектирует изображение на микроканальную пластинку (диаметр каждого микроканала равен 15 *мкм*). Входная поверхность плоская и имеет диаметр 25 *мм*. Флуоресцентный экран Р20 с диаметром в 25 *мм* стыкован волоконной оптикой с телевизионной трубкой типа «Ноктикон» с катодом S20 и мишенью из кремния диаметром 18 *мм*.

При этом умножение очень значительное: каждому электрону, освобожденному фотоном, соответствует около 10^6 электронов, заряжающих мишень, и каждый электрон, испускаемый фотокатодом, может быть обнаружен отдельно.

В нашей трубке мишень исследуется классическим телевизионным устройством, которое сканирует мишень 512 раз за 1/25 *сек*. Ток электронного пучка измеряется. Каждая точка мишени, где обнаруживаются заряды, превышающие выбранный уровень обнаружения, соответствует одному первичному электрону. Возможно также, но труднее, исключить интенсивные пучки, вызванные паразитными ионами.

В случае спектрографии спектр перпендикулярен направлению сканирования. Таким образом, одна линия соответствует одному спектральному элементу или одной длине волны. Интенсивность тока сканирования регистрируется, если она превышает какой-то порог; это соответствует эмиссии одного фотона, и данное событие считается 1 и записывается в ячейке, соответствующей этому сканированию. Между прочим, эту регистрацию можно наблюдать на катодном экране, на котором появляются различные события. Чтобы уменьшить паразитные шумы, в локальную память записываются только те события, которые присутствуют в момент прохождения электронного пучка по спектру. Чтение элементов памяти, без их нарушения, осуществляется на том же экране, который позволяет видеть фотоны: таким образом можно следить за изменением содержания памяти и, следовательно, контролировать получение информации. Когда возникает опасность превышения емкости ячеек вспомогательной памяти, совокупность содержания 512 ячеек памяти переписывается на магнитную ленту ЭВМ.

Так как пучки электронов, вызванные каждым отдельным фотоном, значительны, то они обычно охватывают несколько элементов изображения (на английском языке: пиксель), хотя и соответствуют только одному элементу. Таким образом, они регистрируются несколько раз; с помощью электронной системы, работающей в реальном масштабе времени, возможно заменить такую совокупность одним-единственным со-

бытием, которое приписывается центру тяжести совокупности. Это устройство «центрировки событий» позволяет выиграть в разрешении приблизительно в три раза. Конечно, оно функционирует также и для пучков, обусловленных ионом, и уменьшает их относительную значимость, так как эти пучки быстро распространяются на большее число элементов изображения.

На фиг. 2 показано устройство регистрации и воспроизведения спектров; оно весьма усовершенствовано и является существенным фактором при использовании счета фотонов. Мы его назвали «мультифо-

Фиг. 2. Устройство регистрации и воспроизведения спектров. V_1 — телевизионная трубка поля (Супер изокон), V_2 — телевизионная трубка для просмотра щели (Супер изокон), V_3 — телевизионная трубка для получения данных (Супер ноктикон), TV_1 — телевизионный экран для наведения, TV_2 — телевизионный экран для гидирования по щели, TV_3 — телевизионный экран для наблюдения спектра (изображения и записи), ML — локальная память, C — распределитель данных, ORD — ЭВМ, $CAcq$ — дисплей для получения данных, $STrait$ — дисплей для предварительной обработки, $CGraph$ — графический дисплей для предварительной обработки.

том», ибо оно может работать со всеми, аналогичными или отличающимися, системами регистрации спектров. Мы применили этот инструмент ко многим светилам. В настоящей статье описываются только результаты, полученные методом счета фотонов.

При первом варианте, без центрировки событий, с дисперсией 25А/мм на катоде, мы получили спектры пост-новых. Времена экспозиции очень короткие: 40 сек для RS Змееносца, 6 мин для Новой Лебеда 1975 и Новой Дельфина 1967 (фиг. 3).

Фиг. 3. Новая Дельфина 1967 (12 июня 1976, счет фотонов, телескоп 1.93 м, обсерватория Верхнего Прованса). Регистрация H_{α} за 6 мин, показывающая линии $[N II] \lambda 6584$, H_{α} и $[N II] \lambda 6548$. Верхний контур соответствует теоретическим кривым при распределении Гаусса.

Дисперсия на записи составила 0.6А по элементу изображения, а ширина линий — 6 элементов изображения. В этих условиях разрешающая способность не превышает значение $R = \lambda/\Delta\lambda = 1500$.

Новая установка отличается от предыдущей введением центрировки фотонов и заменой первоначального объектива более длиннофокусным, который позволяет увеличить расстояние между трубкой и объективом. Дисперсия на катоде равна 18А/мм или 0.36А на элемент изображения, но эффективное разрешение, измеренное по ширине линий сравнения неона, равно 0.72А, так что разрешение $R = \lambda/\Delta\lambda = 9000$.

Имеющийся объектив не очень хорошо приспособлен к спектрографу, вследствие чего мы немного теряем в чувствительности.

Время экспозиции порядка 200 сек для Т Тельца (звездная величина порядка 9.5).

Приравним непрерывный фон звезды Т Тельца к фону звезды солнечного типа, что достаточно для количественного обсуждения, и обозначим через N число фотонов, приходящихся на $см^2$ вне атмосферы за одну секунду, в спектральном интервале $\Delta\lambda = 1\text{А}$. Это есть спектральный блеск; имеем

$$\log \frac{N}{N_{\odot}} = -0,4 (m - m_{\odot}), \quad (1)$$

где $N_{\odot} = 5,1 \times 10^{13}$, $m_{\odot} = -26,82$ относятся к Солнцу.

В этих условиях число фотонов, полученных за границей атмосферы за 200 сек, для зеркала диаметром 1,93 м, при $m = 10$, равняется $n = 520 \times 10^3$.

Число фотонов, приходящихся на элемент изображения за время наблюдения T , равно

$$\nu = n \tau \tau' \Delta\lambda R T, \quad (2)$$

где τ' — прозрачность атмосферы, τ — совместная прозрачность телескопа и спектрографа (включая передачу щели), $\Delta\lambda$ — ширина элемента изображения в А, R — квантовый выход приемника.

В наших наблюдениях $\nu = 250$, а другие величины равны: $\tau' = 0,33$ (наблюдение очень низко, у горизонта), $\Delta\lambda = 0,36\text{А}$, $T = 200$ сек.

Отсюда выводим $R = 4 \times 10^{-3}$, что является допустимым,

$$\tau \sim 0,08, \quad R \sim 0,05.$$

В теории флюктуации $\Delta\nu$ этого числа фотонов определяют точность измерений или пределы возможного обнаружения. Флюктуация испускания фотонов, в принципе, подчиняется статистике Пуассона

$$\Delta\nu \sim \sqrt{\nu}.$$

Мы проверяли на наших регистрограммах, что положение было именно таким. При регистрограмме № 336 звезды Т Тельца, в ячейках памяти 391—471, которые соответствуют спектральному интервалу без линий, мы наблюдали 320 событий, для которых флюктуация равна 19,5 ($\sqrt{320} = 17,9$), а при регистрограмме № 337, с более короткой экспозицией, соответствующие числа равны: 138 событий, наблюдаемая флюктуация 14,5 ($\sqrt{138} = 11,8$).

При данном телескопе мы можем обнаружить эмиссионную линию за время T , если число соответствующих фотонов больше или по меньшей мере равно k раза статистической флюктуации. Если обозначить через W эквивалентную ширину линии, мы можем написать

$$W = \int \frac{I - I_0}{I_0} d\nu > k \frac{\Delta\nu}{\nu}$$

и с помощью пуассоновской статистики $\Delta\nu/\nu = 1/\sqrt{\nu}$.

Мы имеем $W\sqrt{\nu} >$ числа отсчетов.

Если учесть (1) и включить в постоянную все члены, соответствующие инструменту, можно записать

$$\log W^2 T - 0.4 m > \text{числа отсчетов.} \quad (3a)$$

Естественно, постоянная зависит от инструмента; в нашем случае мы нашли, что линию шириной $W = 2A$ можно легко обнаружить за 200 сек экспозиции для $m = 10$. Мы считаем, что линия с $W = 1A$ находится на пределе обнаружения, тогда находим

$$\log W^2 T - 0.4 m > -1.7. \quad (3б)$$

Так, 2-го марта мы наблюдали звезду Т Тельца и сообщили об изменениях профилей линий за 3 мин. Это наблюдение нас удивило, и мы осуществили необходимый контроль (исследование послесвечения, линейности и насыщения). К сожалению, это последнее исследование было осуществлено на первом устройстве, и мы теперь установили, что существует странное насыщение, как только при 10 000 элементах растера число импульсов на элемент изображения превосходит 1500, т. е. 0.15 событий на элемент растера. Однако в наших измерениях это число было порядка 0.5—0.8. В настоящее время мы ищем скрытую причину этого эффекта, но уже сейчас мы должны отказаться от опубликованных результатов (Андрия и Ференбак, 1978; Ференбак и Андрия, 1978а).

Напротив, все наблюдения слабых звезд остаются в силе, но будет осуществлено новое исследование линейности.

Мы публикуем здесь профили линий трех звезд типа Т Тельца; профили самой Т Тельца, очень яркой во время наших наблюдений в марте 1978 г., будут получены позже.

Контуры AA Тельца и DL Тельца, соответствующие разрешению $R = \lambda/\Delta\lambda = 1700$, уже были опубликованы (Ференбак и Андрия, 1978б). Мы здесь их воспроизводим (фиг. 4), добавляя к ним профили RW Возничего.

Фиг. 4. Профили линий H_α звезд DL Тельца (K7eV) и AA Тельца (K5eV). Содержание всех ячеек памяти приведено на этом рисунке. Абсцисса соответствует адресу ячейки n , следовательно, длине волны. Ордината представляет собой численное содержание памяти, являющееся мерой интенсивности, в произвольных единицах. Каждая горизонтальная черточка соответствует одной ячейке. На этом графике мы указали значение лучевых скоростей различных деталей (значения приведены к Солнцу). В случае AA Тельца сплошная кривая соответствует кривой Гаусса, имеющей полуширину 10.0A. Значение +48 соответствует середине кривой Гаусса. Масштаб интенсивностей (I) произвольный.

Профили линии H_{α} этих двух звезд похожи на профили Т Тельца. Но у RW Возничего мы обнаружили четкое изменение от ночи к ночи, как это показывает фиг. 5. Отношение интенсивностей красный компонент/фиолетовый компонент явно изменилось. Мы думаем, что контур является фотометрическим, но осуществляется проверка линейности.

Фиг. 5. Изменения профиля линии H_{α} в спектре звезды RW Возничего (телескоп 1.93 м, фокус Кассегрена). Трубка счета фотонов (INAG), состыкованная с системой «Мультифот» (обсерватория Верхнего Прованса). Дисперсия—18 А/мм, разрешение—5000 (Ш. Ференбак и И. Андрия).

Д-р И. Андрия получила контуры областей эмиссионной линии H_{α} ядер нескольких галактик. В пределах точности первых оценок отношение линий [N II] $\lambda\lambda$ 6584/6548 равно 3.

Фиг. 6. Наблюдение д-ра И. Андрия трех ядер галактик методом счета фотонов на телескопе 1.93 м обсерватории Верхнего Прованса. Продолжительность регистрации 10 мин.

В случае NGC 2903 и 3310 линии H_{α} и λ 6584 [N II] показывают двойную структуру, которая, по-видимому, соответствует двум излучающим ядрам, лучевые скорости которых значительно отличаются от таковой для этих двух «туманностей»—150 км/сек. NGC 3504 имеет простую структуру. Самым интересным объектом является NGC 4151, исследование которого продолжается с целью обнаружения возможного изменения, подобного изменению, установленному в области γ -излучения. В NGC 2903 были исследованы три сгущения, показывающие значительные различия в лучевых скоростях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Adrianzyk G., Baietto J. C., Berger J. P., Fehrenbach Ch., Prévot L., Vin A.*, 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 279.
Andrillat Y., Fehrenbach Ch., 1978, *Circ. IAU*, No. 3190.
Boksenberg A., 1976, *IAU Colloquium No. 40*, ed. M. Duchesne et G. Lelièvre, 13—1 à 13—16.
Лабейри, 1978, частное сообщение.
Robinson L. B., Wampler E. J., 1972, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **84**, 161.
Robinson L. B., Wampler E. J., 1976, *IAU Colloquium No. 40*, ed. M. Duchesne et G. Lelièvre, 14—1 à 14—5.
Fehrenbach Ch., Andrillat Y., 1978a, *Comptes Rendus, Acad. Sci. Paris, sér. B*, **286**, 187.
Fehrenbach Ch., Andrillat Y., 1978b, *Comptes Rendus, Acad. Sci. Paris, sér. B*, **285**, 235.
Fehrenbach Ch., Vin A., 1975, in *Image processing in Astronomy*, ed. de Jager and Nieuwerhuijzen, p. 109.

CAN POST-T TAURI STARS BE FOUND?

G. H. HERBIG

Lick Observatory, University of California, Santa Cruz, California, USA

I. INTRODUCTION

The restricted location of T Tauri stars in the H—R Diagram, above the main sequence and cooler than type F, suggests that during the later stages of their contraction to the main sequence they must for a time no longer be recognizable as members of that class. If the T Tauri stage represents only a fraction p of a star's pre-main sequence lifetime, then there must exist somewhere, still above the main sequence, $(1 - p)/p$ times as many "post-T Tauri stars" (or PTTS) that have escaped detection. The value of p is not known, but if an early estimate of $p \approx 0.05 - 0.1$ (Herbig, 1970) is approximately correct, then there must be many times more PTTS than there are T Tauri stars. If one can assume that a mass of 1—2 suns is representative, then such PTTS ought to lie along the radiative tracks that connect the lower part of the T Tauri region with the main sequence.

II. CRITERIA

The T Tauri stars as a group possess several distinctive observational characteristics* which are diminished or absent in the stars that one believes to be their main sequence counterparts. It follows that PTTS ought to display intermediate values of these characteristics, which are as follows.

1. T Tauri stars are usually discovered from the presence of strong H_α emission, in equivalent width ranging from roughly 30 Å downward to approximately 1 Å, which is the detection limit of conventional objective-prism surveys. Such stars are always found to have the H, K

* Aside from absolute magnitude and radius, which are difficult to determine except in special cases, and therefore are not useful for the present purposes.

lines of Ca II in emission as well. H_α emission is very rare in single* main sequence stars of types A, F and G. On the other hand, Ca II emission is often found in main sequence stars of type F and latter, and there its intensity is less in the older stars (Wilson and Woolley, 1970; Skumanich, 1972). From this, one infers that the emission-line phenomenon decays with time in these stars, and that Ca II fades on a longer time scale than does H_α . This differential decay of H_α with respect to Ca II is well shown by the K dwarfs in the Pleiades (Herbig, unpublished). PTTS are presumably not found in objective-prism surveys because their H_α emission has decayed below the detection threshold, although higher-resolution spectrograms might still show it to be present.

2. Surface lithium abundance is now recognized as a ubiquitous characteristic of young stars (Herbig, 1965; Zappala, 1972). The Li is expected to be destroyed through convective mixing with deeper layers both during pre-main sequence evolution and thereafter, at a rate inversely dependent upon the stellar mass. T Tauri stars invariably have high Li abundances (Herbig, 1977), as do the main sequence stars having strong Ca II emission (Herbig, 1965), so that one expects PTTS also to have the Li I λ 6707 line characteristically strong.

3. Irregular variability in light, sometimes of large amplitude, is a near-universal characteristic of T Tauri stars, but is almost unknown on the main sequence. Whether small-range or sporadic variability might survive into the PTTS stage is *a priori* unknown, but there is observational evidence that it does (see section III.4).

4. The consistent presence of an infrared excess is now well established among the T Tauri stars (Mendoza, 1938; Cohen, 1973; Rydgren, Strom and Strom, 1976). Although very little infrared data on main sequence F, G and K stars has been published, no cases are known of infrared excesses among these presumed former T Tauri stars**. Accordingly, one expects PTTS to possess only minor excesses, but the question deserves closer attention.

5. It is well known that many T Tauri stars have broad absorption lines, but it has still not been established if this is due to macroscopic atmospheric motions or to axial rotation. Whether this line width decays as the stars evolve to the main sequence (Herbig, 1957; Kraft, 1970) is

* It is well known that for other reasons, emission lines are more common in binaries than in single stars (Young and Koniges, 1977), and for that reason close binaries are excluded from this discussion, at least to the extent they are observationally recognizable.

** Infrared observations of a good sample of young main sequence stars (i. e. those which show strong Ca II emission and high Li abundance) are very much to be desired.

also not yet demonstrated, partly because information on line widths in low-luminosity T Tauri stars is lacking. The phenomenon may serve as a useful criterion for PTTS once it is better understood.

In summary, the observations encourage one to believe that the possession of an appropriate intermediate value of these characteristics (here arranged approximately in order of lengthening decay time) ought to identify a PTTS:

- H_α emission
- Irregular variability
- Infrared excess
- Ca II emission
- Surface Li abundance.

Implicit in what follows is the assumption that these characteristics are a unique function of a star's mass and age; i. e. that any intrinsic dispersion represents a minor effect. Caution on this point has been urged by Strom, Strom and Grasdalen (1975), but the assumption that there is only one phenomenon at work seems acceptable as a working hypothesis at this stage.

III. EXPERIMENTS AND OBSERVATIONS

Guided by these considerations, a number of experimental programs directed toward the detection of PTTS have been carried out during the past several years. It is instructive to consider their results and their limitations.

1. Obviously, an ideal technique would be an objective-prism procedure capable of detecting H, K emission cores in faint stars. The difficulties are formidable: the candidates will be intrinsically red and very faint at 3950 Å; the problem will be worsened by interstellar reddening; the emission will be superimposed upon the broad stellar Ca II absorption lines, so that at low resolution the two will partially cancel. Furthermore, airglow and scattered star light are strong at this wavelength, and there are problems with overlapping spectra at the dispersions required to resolve H from K*. This approach was tested in 1970, when Dr. C. B. Stephenson of the Warner and Swasey Observatory very kindly provided 2 long-exposure plates of the Taurus dark clouds, taken with the 24-inch Case Schmidt and objective prism and a dispersion of 110 Å/mm at 3950 Å.

* Some of these difficulties would be reduced if one could work instead with the Ca II emission lines at $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662, which are known to be strong in T Tauri stars.

A filter reduced sky brightness and overlapping. Disappointingly, these widened exposures were sufficient only to reveal the H, K emission in known T Tauri stars brighter than about $B = 13$. This would certainly be inadequate for a comprehensive search of that region for PTTS.

A similar attempt has very recently been made objective-prism plates of very low dispersion (2000 $\text{\AA}/\text{mm}$) taken on fine-grain emulsions with the 48-inch U. K. Schmidt telescope at Siding Springs Observatory, Australia. These spectrograms cover the center of the T association in Scorpio-Ophiuchus, where many T Tauri stars are known. Results are not yet available. This test should settle once and for all whether there is any hope of success through conventional photographic procedures. If not, the next step might be to devise an efficient star-by-star photoelectric technique, in which the central flux in the K line is ratioed against a nearby continuum channel. A similar procedure might be successful for the detection of weak H_α emission, or for strong $\lambda 6707$ absorption.

2. PTTS might be expected around regions of heavy obscuration where T Tauri stars are now found, provided one can assume that star formation in such a cloud is continuous over a long period of time. The minimum duration of star formation required would seem to be several 10^7 years, about half the Kelvin time for a 1 solar mass star*. In 1972–75, slit spectrograms were obtained of a substantial number of stars projected upon the Taurus–Auriga obscuration. The stars were selected on the basis either of reddish color, as estimated on the Palomar Atlas plates, or from G–K spectral types assigned in the *Henry Draper Extension*, or from the presence of reflection nebulosity close about the star. The plates were obtained at a dispersion of 33 $\text{\AA}/\text{mm}$ with the coude spectrograph, 120-inch reflector, and covered the 5800–6800 \AA region so that the presence of both H_α emission and $\lambda 6707$ absorption could be examined. On such spectrograms the radial velocity can be measured to an accuracy (standard deviation) of about 4 km/sec . About 25 stars were observed. A histogram of the resulting radial velocities is shown in Fig. 1. The velocities range from -60 to $+60$ km/sec . Most of the bright stars are seen to be of little interest: they are types G, K, and early M, both giants and dwarfs, and must appear only in projection against the clouds. The only stars in this sample which showed strong $\lambda 6707$ absorption, or had H_α in emission (excepting for one K dwarf) were a small group of faint, red, nebulous stars whose velocities cluster about that of the molecular cloud. It is now established that the velocities of conventional T Tauri stars lie very near those of their mo-

* Another possibility is that episodes of star formation recur at intervals of about 2×10^8 years when the galactic density wave compresses the cloud,

lecular clouds (Herbig, 1977). Fig. 1 shows that the PTTS candidates detected in this survey do so as well. However, the survey included only a few stars fainter than about $B = 11$, while the four stars plotted in Fig. 1 have B 's from 12.1 to 15.4. Clearly, the search ought to be extended to a fainter limit. A series of yellow, red, and near-infrared plates has recently been obtained of this area with the 48-inch Palomar Schmidt telescope, from which fainter candidates are to be selected for spectroscopic examination.

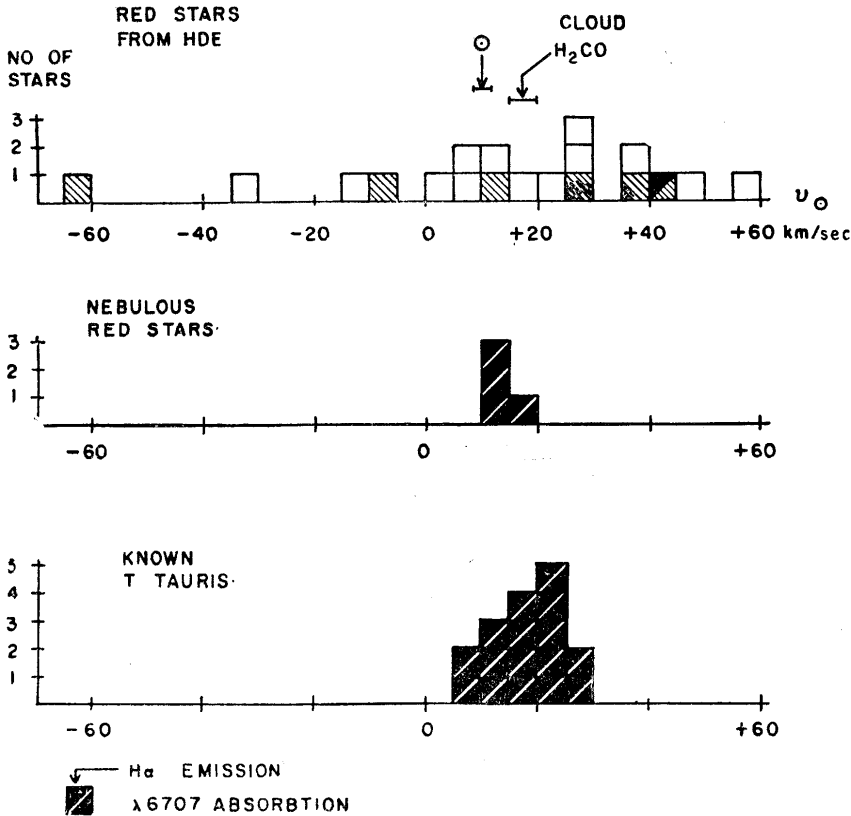


Fig. 1. Radial velocity distributions of stars in the region of the Taurus-Auriga dark clouds. All velocities are heliocentric.

Top: 19 red stars from the HDE. The shaded blocks are dwarfs, the others are giants. One dwarf has weak $H\alpha$ emission, but none of these 19 stars have a detectable $Li I \lambda 6707$ line. The velocity of the molecular cloud (from radio frequency lines of formaldehyde) and the reflex solar velocity are indicated.

Middle: 4 faint nebulous stars. All have $H\alpha$ emission and strong $\lambda 6707$ absorption.

Bottom: 16 ordinary T Tauri stars in the same area.

3. In principle, a less biased means of selecting stars that are kinetically associated with these dark clouds is through their proper motions. An extensive proper motion study of stars in the Taurus—Auriga area is now in progress, in collaboration with Dr. B. F. Jones. The basic material is the collection of 20-inch Astrograph plates obtained as part of the Lick Observatory proper motion program between 1947 and the present, and a repetition of the Palomar Atlas plates of the same fields. These results should provide more PTTS candidates.

4. The presence of variability in light could serve the same purpose, and in fact the sporadic flaring of BD—10°4662 (FK Ser) did call attention to that PTTS candidate (Herbig, 1973). A similar case in which flare-like activity occurs is BD + 28°637 (V410 Tau)*. The variability of RY Lup and AK Sco, neither known to have line emission, led to their being examined more closely, with the result that weak emission at H_{α} and strong λ 6707 absorption were found to be present. These stars are all listed in Table 1.

Table 1

Post-T Tauri Star Candidates		
Star	Spectral Type	Reason for initial examination
Anon**	M0e α V (Li)	Red
HD 283447	K3e V (Li)	Red
+28°637 = V410 Tau	K3e α V (Li)	Variable
Hubble 4**	K7e α (Li)	Nebulous
HV Tau	M1e α V (Li)	Nebulous
RY Lup	K1e α V (Li)	Variable
AK Sco	K0pe α V (Li)	Variable
—10°4662 = FK Ser	K5pe α V (Li) + K7pe V (Li)	Variable

** See Table 1, Herbig, 1977, for identification.

Attention was called long ago to the desirability of a thorough search for variable stars in dark clouds for PTTS (Herbig, 1962), but except for a program begun by Landolt (1970) and a few discoveries by Hoffmeister (1966, 1967), very little modern work has been done on this problem. One must still turn to the old lists by Leavitt (Pickering, 1904) and by Hoffleit (1935), and a few objects pointed out by Himpel (1944).

* The Ca II emission in this star had been noted earlier by Joy (1949).

IV. RESULTS

The searches described in section II, to the extent they have been completed, have produced a number of stars that do meet the description of a PTTS formulated in section I. BD-10°4662 (Herbig, 1973) is perhaps the best case. Its strong H α emission and location in the H-R Diagram would qualify it as a T Tauri star, but one notes that it is a close visual binary, a suspicious circumstance (footnote p. 172). The rather weak infrared excess (Zappala, 1974; Hackwell, Bopp and Gehrz, 1974) suggests that it is rather more evolved than the average T Tauri star. A number of other stars having properties of the type being sought are described in Table 1. There are in addition a few stars having H α emission fully as strong as a T Tauri star but which are not convincingly associated with dark nebulae; these have usually been found in objective-prism surveys. These objects are listed in Table 2. One can only speculate on their significance. Can they be high velocity escapees from some distant cloud, or relics of a cloud since dispersed? Or can they be some peculiar variety of T Tauri star—perhaps a close binary—in which the emission lines persist for an unusually long time?

Table 2

Stars Having T Tauri-type Spectra, But Not Convincingly
Associated with Nebulosity

Star	Other Designation	Spectral Type	Note
He 3-549	TW Hya?	K7 Ve (Li)	1
AS 216	CoD -27°11363	K2 Ve (Li)	
AS 218		K7 Vex (Li)	
AS 292	HD 319139	K6ne (Li)	2

Note 1: The H α emission was discovered by Henize (1976).

2: Flaring was observed by Busko and Torres (1976), who were of the opinion that this is a BY Dra-type binary.

The most surprising result is that despite considerable effort, so few stars which meet the description of PTTS have been detected. Admittedly, the surveys have not yet gone faint enough for one to be certain that a clear conflict with expectation exists. If star formation in clouds such as Taurus-Auriga has been cyclic rather than continuous, perhaps there has not yet been time since their last period of activity for a new generation of PTTS to have been produced and evolved. If that were so, then a more suitable place to search for PTTS would be

a rich cluster with an age of 10 to 40×10^6 years, where 1 solar mass stars would by now be well on their way to the main sequence.

It would be prudent to keep in mind, however, that something may seriously be wrong with the basic assumptions, implicit in section I. For example, those considerations would fail if evolution to the main sequence following the T Tauri stage were discontinuous, so that stars would not slowly traverse what we have been regarding as the PTTS region of the H—R Diagram.

A more conventional possibility is that the representative mass of $1-2M_{\odot}$ that was assumed for the T Tauri stars has been over-estimated. If that were so, they would in fact evolve vertically to the main sequence along convective tracks, instead of horizontally along radiative tracks through the presumed PTTS region. Mould and Wallis (1977), from a study of the surface gravities of a sample of M-type T Tauri stars, have derived a representative mass of about $0.5 M_{\odot}$ (with considerable uncertainty), but that result applies only to this low-luminosity group. Such objects would certainly move almost vertically to the main sequence, and their PTTS successors would be faint and difficult to detect. However, the more luminous G and K-type objects such as T Tauri and RY Tauri must be more massive, unless we are seriously misled.

The pessimist might ask whether we understand T Tauri stars well enough to justify a search for PTTS in the first place. The response might be that whether the result is positive or negative, we could learn something important about early stellar evolution from that fact alone.

REFERENCES

- Blanco C., Catalano S., Marilli E., Rodono M., 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 257.
 Busko I. C., Torres C. A. O., 1976, *IAU Inf. Bull. Var. Stars*, No. 1186.
 Cohen M., 1973, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **161**, 97.
 Hackwell J. A., Bopp B. W., Gehrz R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **192**, L79.
 Henize K. G., 1976, *Astrophys. J. Suppl.*, **30**, 491.
 Herbig G. H., 1957, *Astrophys. J.*, **125**, 612.
 Herbig G. H., 1962, *Transactions of the International Astronomical Union*, Academic Press, London—New York, Vol. **11B**, p. 299.
 Herbig G. H., 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 588.
 Herbig G. H., 1970, in *Spectroscopic Astrophysics*, ed. G. H. Herbig, Berkeley, University of California Press, p. 237.
 Herbig G. H., 1973, *Astrophys. J.*, **182**, 129.
 Herbig G. H., 1977, *Astrophys. J.*, **214**, 747.
 Himpel K., 1944, *Beob. Zirk.*, **26**, 13 and 25.
 Hoffleit D., 1935, *Harv. Bull.*, **901**, 20.
 Hoffmeister C., 1966, *Astron. Nachr.*, **289**, 205.
 Hoffmeister C., 1967, *Astron. Nachr.*, **290**, 43.
 Joy A. H., 1949, *Astrophys. J.*, **110**, 424.

- Kraft R. P.*, 1970, in *Spectroscopic Astrophysics*, ed. G. H. Herbig, Berkeley, University of California Press, p. 385.
- Landolt A. U.*, 1970, Transactions of the International Astronomical Union, Reidel, Dordrecht—Holland, Vol. **14A**, p. 266.
- Mendoza E. E.*, 1968, *Astrophys. J.*, **151**, 977.
- Mould J. R.*, *Wallis R. E.*, 1977, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **181**, 625.
- Pickering E. C.*, 1904, *Harv. Circ.*, **90**.
- Rydgren A. E.*, *Strom S. E.*, *Strom K. M.*, 1976, *Astrophys. J. Suppl.*, **30**, 307.
- Skumanich A.*, 1972, *Astrophys. J.*, **171**, 565.
- Strom S. E.*, *Strom K. M.*, *Grasdalen G. L.*, 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 187.
- Wilson O. C.*, *Woolley R.*, 1970, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **148**, 463.
- Young A.*, *Koniges A.*, 1977, *Astrophys. J.*, **211**, 836.
- Zappala R. R.*, 1972, *Astrophys. J.*, **172**, 57.
- Zappala R. R.*, 1974, *Astrophys. J.*, **187**, 257.

МОЖНО ЛИ ОБНАРУЖИТЬ ПОСТ-Т ТЕЛЬЦА ЗВЕЗДЫ?

Дж. Х. ХЕРБИГ

Ликская обсерватория, Калифорнийский университет
Санта Круз, США

I. ВВЕДЕНИЕ

Ограниченность площади местоположения звезд типа Т Тельца на диаграмме Г—Р, над главной последовательностью и в сторону более холодных звезд, чем звезды типа F, свидетельствует о том, что во время последних стадий сжатия в сторону главной последовательности они должны временно быть неузнаваемыми как члены этого класса. Если стадия типа Т Тельца представляет лишь часть p времени жизни звезды до главной последовательности, то должно существовать где-то над главной последовательностью $(1-p)$ p раз больше «звезд, прошедших стадию типа Т Тельца» (post-T Tauri звезды = РТТ звезды), которые пока ускользнули от обнаружения. Значение p неизвестно, однако если наша ранняя оценка $p = 0.05-0.1$ (Хербиг, 1970) приблизительно верна, то звезд РТТ должно быть во много раз больше существующих звезд типа Т Тельца. Если можно допустить, что их характерная масса составляет 1—2 массы Солнца, то такие РТТ звезды должны лежать вдоль радиационных треков, соединяющих нижнюю часть области расположения звезд типа Т Тельца с главной последовательностью.

II. КРИТЕРИИ

Звезды типа Т Тельца, как группа, обладают несколькими особыми наблюдательными характеристиками*, которые ослабляются или отсутствуют в звездах, являющихся, как считается, их двойниками по отношению к главной последовательности. Отсюда следует, что РТТ звезды должны проявлять промежуточные значения этих характеристик, которые сводятся к следующему.

* Кроме абсолютной величины и радиуса, которые трудно определить, за исключением специальных случаев, и поэтому бесполезны для наших целей.

1. Звезды типа Т Тельца обычно обнаруживаются по присутствию сильной эмиссии в линии H_α , эквивалентная ширина которой меняется грубо от 30А до приблизительно 1А, что является пределом обнаружения для общепринятых обзоров, выполняемых с помощью объективной призмы. Установлено, что такие звезды всегда имеют также линии Н и К ионизованного кальция (CaII) в эмиссии. H_α -эмиссия очень редко встречается в одиночных* звездах главной последовательности типов А, F и G. С другой стороны, эмиссия CaII часто обнаруживается в звездах главной последовательности типа F и более поздних и ее интенсивность меньше у более старых звезд (Вилсон и Вулли, 1970; Скуманич, 1972). Из этого факта можно заключить, что явление эмиссионных линий в этих звездах распадается со временем, а интенсивность CaII постепенно исчезает, медленнее, чем у H_α . Этот дифференциальный распад H_α относительно CaII хорошо выявляется у карликов типа K в Плеядах (Хербиг, не опубликовано). РТТ звезды, по-видимому, не обнаруживаются в обзорах с объективной призмой вследствие того, что их H_α -эмиссия уменьшилась ниже порога обнаружения, хотя спектрограммы с более высоким разрешением могли бы еще показать ее присутствие.

2. Обилие лития у поверхности, в настоящее время, признано как типичная характеристика молодых звезд (Хербиг, 1965; Заппала, 1972).

Предполагается, что Li разрушается вследствие смешения с более глубокими слоями в период эволюции на главной последовательности и после со скоростью, обратно пропорциональной массе звезды. Звезды типа Т Тельца неизменно показывают высокое содержания лития (Хербиг, 1977), как звезды главной последовательности, имеющие сильную CaII эмиссию (Хербиг, 1965), так что можно полагать, что РТТ звезды также имеют сильную характерную линию Li λ 6707.

3. Неправильная переменность блеска, иногда большой амплитуды, является едва ли не всеобщей характеристикой звезд типа Т Тельца, однако она почти неизвестна для звезд главной последовательности. Могла ли у звезд РТТ сохраниться еще мелкомасштабная или спорадическая переменность, а priori неизвестно, но существуют наблюдательные свидетельства в пользу этого (см. раздел III. 4).

4. В настоящее время хорошо установлено постоянное присутствие инфракрасного избытка у звезд типа Т Тельца (Мендоза, 1968; Коэн, 1973; Ридгрэн, Стром и Стром, 1976). Хотя опубликовано очень мало данных об инфракрасных наблюдениях звезд типов F, G и K главной

* Хорошо известно, что по другим причинам эмиссионные линии являются более распространенными в двойных звездах, чем в одиночных (Юнг и Конигес, 1977), и поэтому тесные двойные звезды исключаются из этой дискуссии, во всяком случае, когда они обнаруживаемы наблюдениями.

последовательности, неизвестны случаи наличия инфракрасных избытков среди звезд, предполагаемых как бывшие звезды типа Т Тельца*. Соответственно, можно ожидать, что РТТ звезды обладают лишь незначительными избытками, однако этот вопрос заслуживает более пристального внимания.

5. Хорошо известно, что многие звезды типа Т Тельца имеют широкие линии поглощения, но еще не выяснено, обусловлено ли это макроскопическими движениями в атмосфере или осевым вращением. Уменьшаются ли ширины этих линий, когда звезды эволюционируют к главной последовательности (Хербиг, 1957; Крафт, 1970), также пока не доказано, частично вследствие того, что недостает информации о ширинах линий для звезд типа Т Тельца низкой светимости. Это явление может служить полезным критерием для звезд РТТ, как только оно будет лучше понято.

В заключение можно отметить, что наблюдения подтверждают мнение о том, что обладание свойственным промежуточным значением следующих характеристик (здесь обусловлен приблизительный порядок продолжительности времени распада) должно привести к отождествлению РТТ звезд:

H α -эмиссия,
 неправильная переменность,
 инфракрасный избыток,
 CaII-эмиссия,
 обилие Li на поверхности.

При этом подразумевается, что указанные характеристики являются единственными функциями массы и возраста звезды, т. е. что любая внутренняя дисперсия представляет собой лишь незначительный эффект. Об осторожности в этом вопросе предупреждали Стром, Стром и Грасдален (1975), но предположение о том, что существует лишь одно-единственное действующее явление, кажется нам допустимой гипотезой на этой стадии изучения.

III. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И НАБЛЮДЕНИЯ

Руководствуясь этими соображениями, за последние несколько лет был выполнен ряд экспериментальных программ, направленных на обнаружение РТТ звезд. Поучительно рассмотреть их результаты и ограничения.

* Очень желательны инфракрасные наблюдения хорошей выборки молодых звезд главной последовательности (т. е. звезд, которые показывают сильную CaII эмиссию и высокое содержание Li).

1. Очевидно, что идеальной техникой было бы использование объективной призмы, способной обнаружить H, K-эмиссионные сердцевинны в слабых звездах. При этом трудности огромны: кандидаты будут существенно красными и очень слабыми на длине волны 3950 Å; проблема будет усложнена из-за межзвездного покраснения; эмиссия будет наложена на широкие звездные линии поглощения CaII, так что при небольшом разрешении эмиссия и поглощение будут частично аннулировать друг друга. Кроме того, на этой длине волны свечение ночного неба и рассеянный звездный свет довольно сильны, и возникают задачи перекрытия спектров, при дисперсиях, требуемых для отделения H от K*. Этот подход был испробован в 1970 г., когда д-р К. Б. Стефенсон из Уорнер и Свасей обсерватории очень любезно предоставил нам 2 снимка темных облаков Тельца длительной экспозиции, полученных 24-дюймовым телескопом Case-Шмидта и объективной призмой с дисперсией 110Å/мм у 3950Å. Был использован светофильтр, уменьшающий яркость неба и наложение. К нашему разочарованию, эти длительные экспозиции были достаточны только для того, чтобы выявить эмиссии H и K в известных звездах типа Т Тельца ярче около $V=13$. Это, конечно, было недостаточно для исчерпывающих поисков РТТ звезд в этой области.

Подобная попытка была сделана совсем недавно, с использованием мелкозернистых пластинок, полученных с помощью объективной призмы, обладающей очень небольшой дисперсией (2000Å/мм), 48-дюймовым Шмидт-телескопом Соединенного Королевства на обсерватории Сайдинг Сирингс, в Австралии. Эти спектрограммы покрывают центр ассоциации в Скорпионе—Змееносце, где известно много звезд типа Т Тельца. Результаты пока еще не опубликованы. Эта попытка должна решить раз и навсегда вопрос о том, имеется ли какая-либо надежда на успех с помощью обычных фотографических процедур. Если нет, то следующим шагом может быть разработка специальной фотоэлектрической техники для наблюдений по очереди звезд, с измерением центрального потока в линии K относительно соседнего континуума. Сходная процедура может быть успешной для обнаружения слабой эмиссии в H_{α} или сильного поглощения в $\lambda 6707$.

2. РТТ звезды могут быть обнаружены в очень темных областях, где в настоящее время открываются звезды типа Т Тельца, при том условии, если можно допустить, что процесс непрерывного звездообразования в таком облаке идет в течение длительного времени. Требуемая минимальная продолжительность звездообразования, кажется, должна

* Некоторые из этих затруднений были бы облегчены, если можно было бы работать вместо этого с эмиссионными линиями $\lambda\lambda$ 8498, 8542, 8662, которые, как известно, должны быть сильны в спектрах звезд типа Т Тельца.

быть равной в несколько раз 10^7 лет, что составляет около половины времени Кельвина для звезды с массой Солнца*. В 1972—1975 гг. были получены щелевые спектрограммы значительного числа звезд, проектирующихся на темное облако Тельца—Возничего. Звезды были выбраны либо на основе красноватых цветов, определенных на пластинках Паломарского атласа, либо по G—K спектральным классам, приспанным им в *Дополнении каталога Генри Дрепера*, либо по присутствию вблизи звезды отражательной туманности. Пластинки были получены с дисперсией 33А/мм куде-спектрографом 120-дюймового рефлектора и покрывали область 5800—6800А, так что могло быть проверено присутствие как H_α -эмиссии, так и поглощения в λ 6707. На этих спектрограммах лучевая скорость может быть измерена с точностью (стандартное отклонение) около 4 км/сек. Было наблюдено около 25 звезд. Гистограмма полученных лучевых скоростей показана на фиг. 1. Скорости

Фиг. 1. Распределения лучевых скоростей звезд в области темных облаков Тельца—Возничего. Все скорости являются гелиоцентрическими.

Наверху: 19 красных звезд из HDE. Заштрихованные блоки соответствуют карликам, остальные — гигантам. Один карлик имеет слабую H_α -эмиссию, но ни одна из этих 19 звезд не имеет обнаруживаемую LiI λ 6707-линию. Указаны скорость молекулярного облака (определенная по радиочастоте линий формальдегида) и отраженная скорость Солнца.

В середине: 4 слабые туманные звезды. Все звезды имеют H_α -эмиссию и сильное λ 6707-поглощение.

Внизу: 16 обычных звезд типа Т Тельца в той же области.

находятся в пределах от -60 до $+60$ км/сек. Большинство ярких звезд, по-видимому, представляет небольшой интерес: они имеют типы G, K и ранний M, гиганты и карлики, и должны появляться только в проекции на облака. В этой выборке единственными звездами, которые показали сильное λ 6707-поглощение или имели H_α в эмиссии (исключая один карлик типа K), была небольшая группа слабых, красных, туманных звезд, скорости которых группируются вокруг скорости молекулярного облака. В настоящее время установлено, что скорости обычных звезд типа Т Тельца лежат очень близко к скоростям их молекулярных облаков (Хербиг, 1977). Фиг. 1 показывает, что кандидаты в PTT звезды, обнаруженные в этом обозрении, ведут себя подобным образом. Однако обозрение включало только несколько звезд слабее около $V=11$, в то время как четыре звезды, нанесенные на фиг. 1, имеют величину V от 12.1 до 15.4. Ясно, что поиски должны быть распространены в сто-

* Другая возможность заключается в том, что процессы звездообразования повторяются через интервалы, равные около 2×10^8 лет, когда галактическая волна плотности сжимает облако.

рону более слабого предела. Недавно были получены серии желтых, красных и близко-инфракрасных пластинок этой области с 48-дюймовым Паломарским Шмидт-телескопом, с помощью которых должны быть выбраны более слабые кандидаты в РТТ звезды для спектроскопического их просмотра.

3. В принципе, менес подвергающимся искажающему влиянию способом отбора звезд, которые кинетически ассоциированы с этими темными облаками, является отбор по их собственным движениям. Одно обширное исследование собственных движений звезд в области Тельца—Возничий в настоящее время выполняется в сотрудничестве с д-ром Б. Ф. Джонсом. Основным материалом является коллекция пластинок 20-дюймового астрографа, полученных как часть программы Ликской обсерватории по собственным движениям в период начиная с 1947 г., и повторение пластинок Паломарского атласа для тех же полей. Эти результаты должны представить больше кандидатов в РТТ звезды.

4. Наличие переменности блеска могло служить той же цели, и в действительности спорадическое вспыхивание звезды BD—10°4662 (FK Ser) привлекло внимание к этому кандидату в РТТ звезды (Хербиг, 1973). Сходный случай, когда происходит вспышечноподобная активность, представляется звездой BD + 28°637 (V 410 Tau)*. Переменность RY Lup и AK Sco, не известных как имеющие линейчатую эмиссию, привела к более подробному их исследованию, результатом которого явилось обнаружение присутствия в их спектрах слабой эмиссии в H_{α} и сильного поглощения в $\lambda 6707$. Список всех этих звезд приводится в табл. 1.

Таблица 1

Кандидаты в пост-Т Тельца звезды

Звезда	Спектральный тип	Причина для начальной проверки
Анон**	M0ez V (Li)	красная
HD 283447	K3e V (Li)	красная
+28°637 = V410 Tau	K3ez V (Li)	переменная
Hubble 4**	K7ez (Li)	туманная
HV Tau	M1ez V (Li)	туманная
RY Lup	K1ez V (Li)	переменная
AK Sco	K0pez V (Li)	переменная
—10°4662 = FK Ser	K5pez V (Li) + K7pe V (Li)	переменная

** См. табл. 1 (Хербиг, 1977) для отождествления.

* CaII-эмиссия в спектре этой звезды ранее отмечена Джерардом (1949).

Давно было обращено внимание на желательность широких поисков переменных звезд в темных облаках для РТТ звезд (Хербиг, 1962), однако за исключением программы, начатой Ландольтом (1970), и нескольких открытий Хоффмейстера (1966, 1967), очень мало работ выполнено по этой проблеме. Следует еще обратиться к старым спискам Ливитт (Пикеринг, 1904) и Хоффлет (1935) и к нескольким объектам, указанным Химпелем (1944).

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ

Поиски, описанные в разделе II, по той мере, по какой они завершены, выявили некоторое число звезд, которые характеризуются особенностями РТТ звезд, сформулированными в разделе I. Звезда BD—10° 4662 (Хербиг, 1973), возможно, представляет собой лучший случай. Ее сильная эмиссия в H_α и расположение на диаграмме Г—Р квалифицируют ее как звезду типа Т Тельца, но можно отметить, что она является тесной визуальной двойной, что является подозрительным обстоятельством (см. сноску на стр. 181). Довольно слабый инфракрасный избыток (Запала, 1974; Хаккуелл, Бопп и Герц, 1974) указывает на то, что она эволюционировала несколько больше, чем средняя звезда типа Т Тельца. Ряд других звезд, имеющих свойства некоего типа, описывается в табл. 1. Кроме того существуют несколько звезд, имеющих в H_α такую же сильную эмиссию, как звезды типа Т Тельца, но которые не без сомнения ассоциируются с темными облаками; они обычно обнаруживались в обзорах с объективной призмой. Список этих объектов приводится в табл. 2. О значении этих звезд можно делать только предположения. Может быть, они являются беженцами из некоторого далекого облака, обладающими большими скоростями или остатками какого-нибудь, в дальнейшем, рассеянного облака? Или, может быть, они представляют собой некоторую пекулярную разновидность звезд типа Т Тельца, возможно тесную двойную, у которой эмиссионные линии продолжают существовать необычно долгое время?

Наиболее удивительным является то, что, несмотря на значительные усилия, до сих пор было обнаружено так мало звезд, соответствующих описанию РТТ звезд. По общему признанию, обзоры не идут до достаточно слабых объектов, чтобы быть уверенным в том, что существует явное противоречие с ожиданием. Если процесс звездообразования в облаках типа облака Телец—Возничий был скорее циклическим, чем непрерывным, то, может быть, после последнего периода его активности еще не прошло достаточно времени, чтобы было произведено и эволюционировало новое поколение РТТ звезд. Если это так, то более подхо-

дящим местом для поисков РТТ звезд было бы богатое звездное скопление возраста от 10 до 40×10^6 лет, где звезды одной солнечной массы к настоящему времени были бы как раз в пути к главной последовательности.

Таблица 2

Звезды, имеющие спектры типа Т Тельца, ассоциирование которых с туманностью не убедительное

Звезда	Другое обозначение	Спектральный тип	Примечание
He 3—549	TW Нуа?	K7e V (Li)	1
A 216	CoD —27°11363	K2e V (Li)	
A 218		K7e α V (Li)	
A 292	HD 319139	K6ne (Li)	2

- Примечания: 1. H α эмиссия была открыта Хенизом (1976).
 2. Вспыхивание было наблюдеено Баско и Торресом (1976), которые предполагали, что эта звезда является двойной типа BY Дра.

Было бы благоразумным, однако, иметь в виду, что может быть что-то существенно неправильно в основных допущениях, подразумеваемых в разделе I. Например, эти соображения теряют силу, если эволюция к главной последовательности, следующая за стадией типа Т Тельца, была не непрерывной, так что звезды не пересекали бы медленно область, которую мы рассматриваем как область РТТ звезд на диаграмме Г—Р.

Более условная возможность заключается в том, что характерная масса в $1—2 M_{\odot}$, допущенная для звезд типа Т Тельца, была переоценена. Если бы это было так, то они в действительности эволюционировали бы вертикально к главной последовательности по конвективным трекам, вместо горизонтального движения по радиативным трекам через предполагаемую область РТТ звезд. Муд и Валлис (1977) на основе изучения поверхностных тяготений некоторой выборки звезд типа Т Тельца спектрального класса М вывели характерную массу, равную около $0.5 M_{\odot}$ (со значительной неопределенностью), но этот результат относится только к указанной группе звезд низкой светимости. Такие объекты, несомненно, двигались бы почти вертикально к главной последовательности, а их наследники — РТТ звезды были бы слабыми, и их трудно было бы обнаруживать. Однако объекты G- и K-типов, более высокой светимости, как звезды Т Тельца и RY Тельца, должны быть более массивными, если мы серьезно не заблуждаемся.

Пессимист мог бы спросить, знаем ли мы достаточно хорошо звезды типа Т Тельца, чтобы оправдать поиски РТТ звезд, в первую очередь? Ответ на этот вопрос мог бы быть таким: независимо от того, будет ли результат положительным или отрицательным, только из этого факта мы могли бы узнать важные сведения о ранней эволюции звезд.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Blanco C., Catalano S., Marilli E., Rodono M., 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 257.
 Busko I. C., Torres C. A. O., 1976, *IAU Inf. Bull. Var. Stars*, No. 1186.
 Wilson O. C., Woolley R., 1970, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **148**, 463.
 Joy A. H., 1949, *Astrophys. J.*, **110**, 424.
 Zappala R. R., 1972, *Astrophys. J.*, **172**, 57.
 Zappala R. R., 1974, *Astrophys. J.*, **187**, 257.
 Cohen M., 1973, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **161**, 97.
 Kraft R. P., 1970, in *Spectroscopic Astrophysics*, ed. G. H. Herbig, Berkeley, University of California Press, p. 385.
 Landolt A. U., 1970, *Transactions of the International Astronomical Union*, Reidel, Dordrecht—Holland, Vol. **14A**, p. 266.
 Mendoza E. E., 1968, *Astrophys. J.*, **151**, 977.
 Mould J. R., Wallis R. E., 1977, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **181**, 625.
 Pickering E. C., 1904, *Harv. Circ.*, **90**.
 Rydgren A. E., Strom S. E., Strom K. M., 1976, *Astrophys. J. Suppl.*, **30**, 307.
 Skumanich A., 1972, *Astrophys. J.*, **171**, 565.
 Strom S. E., Strom K. M., Grasdalen G. L., 1975, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 187.
 Hackwell J. A., Bopp B. W., Gehrz R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **192**, L79.
 Henize K. G., 1976, *Astrophys. J. Suppl.*, **30**, 491.
 Herbig G. H., 1957, *Astrophys. J.*, **125**, 612.
 Herbig G. H., 1962, *Transactions of the International Astronomical Union*, Academic Press, London—New York, Vol. **11B**, p. 299.
 Herbig G. H., 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 588.
 Herbig G. H., 1970, in *Spectroscopic Astrophysics*, ed. G. H. Herbig, Berkeley, University of California Press, p. 237.
 Herbig G. H., 1973, *Astrophys. J.*, **182**, 129.
 Herbig G. H., 1977, *Astrophys. J.*, **214**, 747.
 Himpel K., 1944, *Beob. Zirk.*, **26**, 13 and 25.
 Hoffleit D., 1935, *Harv. Bull.*, **901**, 20.
 Hoffmeister C., 1966, *Astron. Nachr.*, **289**, 205.
 Hoffmeister C., 1967, *Astron. Nachr.*, **290**, 43.
 Young A., Koniges A., 1977, *Astrophys. J.*, **211**, 836.

ON THE RADIO EMISSION OF FLARE STARS

Sir BERNARD LOVELL

Jodrell Bank, U. K.

Academician Ambartsumian first visited Jodrell Bank on 19 November 1954. The occasion is on record in a photograph showing him standing near the railway track of the great radio telescope which was then in its early stages of construction. Nearly 4 years later—in August of 1958 immediately after the meetings of the International Astronomical Union in Moscow I was able to make my first visit to Byurakan. There I met Oskanian on a visit from Yugoslavia and learnt of the great interest Ambartsumian in the problem of the red dwarf flare stars and T Tauri stars. Thus began a close collaboration which has continued for over 20 years in which the radio telescope at Jodrell Bank has observed red dwarf stars simultaneously with the optical observations in the Soviet Union. Most of this collaborative optical work has been carried out with the Crimean Astrophysical Observatory and with observers in Odessa and Abastumani, but the initial stimulus arose from my visit to Ambartsumian's observatory in 1958.

This work has been very difficult because the flares are sporadic and transient. Their sudden appearance, and transient nature has made it hard to be certain that the signal detected with the radio telescope is from the star and not from an interfering terrestrial source. Indeed the theoretical calculations made on the basis of the strongest radio flares from the Sun indicated that the search for radio flares on the red dwarf stars could not be successful because the intensity would be many orders of magnitude too low to be detected on Earth. However with the close collaboration of the optical observers, especially those in the Soviet Union, it was eventually established that radio emission from stars of the UV Ceti type could be detected during the flare phase. An account of this work up to 1971 was published as my Presidential address to the Royal Astronomical Society (Lovell, 1971). Shortly afterwards a very large flare was successfully observed which showed the tendency of the radio flares to be delayed by about 8 minutes after the peak of the optical flare (Lovell, Mavridis, Contadakis, 1974). There are many such

indications that the physical processes may be similar to those occurring in the solar flare phenomena and a theory has been developed by Kahn (1974) following these ideas. The energy of the flare is released during the reconnection of the lines of force in a magnetic field. The bubble of plasma with a magnetic field expands from the lower corona, preceded by a shock wave. After several hundred seconds the bubble reaches the level in the stellar atmosphere at which the radio frequency radiation can be propagated.

It is now clear that although the physical processes in the Sun and the star may bear a formal similarity, the events in the star are orders of magnitude more energetic than those in the Sun. In a large solar flare the total energy output is equivalent to only about one-millionth of the normal quiescent photospheric emission. However in the star flares the total energies reach 10^{31} to 10^{32} *erg* and this is at least equal to the normal quiescent output of the photospheric continuum in the star. These considerations led me to propose in 1974 that the M-type and K-type stars were important sources of low energy cosmic rays in the Galaxy. The detailed calculations (Lovell, 1974) show that for energies from 10^6 to 3×10^8 *eV* the M and K stars may be the major source of cosmic rays in the Galaxy and that the K-type stars may contribute one-fifth of the total cosmic ray energy up to 10^9 *eV*.

Recent advances in technique at Jodrell Bank have led to the development of a system where even low intensity radio flares can be detected without ambiguity. During December 1977 the large radio telescope was coupled by radio link to a smaller telescope 127 *km* distance and this interferometer was used to monitor the star YZ CMi on 408 *MHz*. The system makes use of a phase reference source so that the relative phase of a signal in the interferometer channel of YZ CMi enables the source of the radio signal to be positioned within seconds of arc. (This technique of phase referencing was developed by Peckham (1973) for other purposes). The Fourier transforms of a flare on 18 Dec 1977 are shown in Fig. 1. These are the 30-*second* data points and show: (a) the transform on the star channel during the maximum of the flare; (b) on a blank sky channel at the same time; (c) on the star channel at a different time; (d) on the channel directed at the reference source. The relative phase rates of the signal from the reference source and that in the star channel showed that the source of the emission was within 15 *arc secs* of the position of YZ CMi. The three-point running means of 7.5-*minute* integrations on the star channel are shown in Fig. 2 for this 18 Dec flare and for another flare of 15 Dec. These two flares were found in only 48 hours of observstion.

This work which is in course of publication (Davis et al., 1978) marks a revolution in the observation of flare stars. Previously flares of many flux units were required so that their detection could be certain and this meant that in several thousands of hours of combined optical and radio observations only a very few individual flares could be studied.

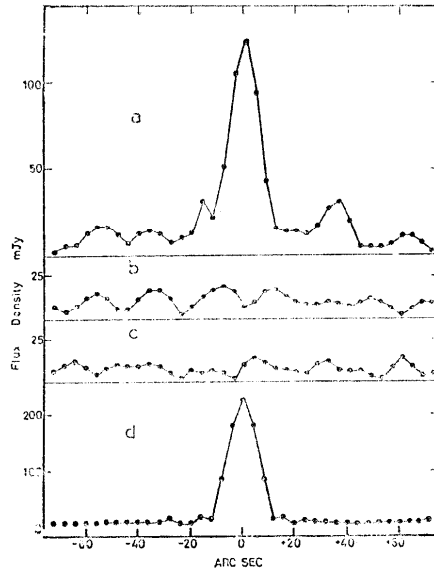


Fig. 1. The YZ CMi flare of 1977 December 18. Fourier transforms of the 30 second data points taken in one hour: (a) on the star channel during the flare maximum; (b) simultaneously on a blank sky channel; (c) on the star channel at a different time; (d) on the channel directed to the reference source.

Otherwise the effects could be established only by the integration of a number of radio records superimposed on the epoch of maximum of the optical flare. Now with this new phase-referenced long baseline interferometer flares of intensity less than 50 millijanskys can be detected with certainty. Hence we can anticipate rapid progress in the investigation of the optical-radio phenomena of the red dwarf flares and also with the simultaneous search for X-ray emission using space vehicles.

Although the collaboration of Jodrell Bank with the USSR on the flare star researches was a direct and important outcome of my early meetings with Ambartsumian, our subsequent contacts have ranged over wider fields. I recall the important Solvay Conference in Brussels in 1958 on *The Structure and the Evolution of the Universe*. At that time only a small number of localised radio sources were known. Baade and Minnowski had recently identified the source in Cygnus and showed the

photographs taken with the 200 *inch* telescope. The image seemed to show that this was a clear case of two galaxies in a state of collision deep in space, and the discussion centred around this idea. Neither Ambartsumian nor his work was well known outside the USSR at that time but near the end of the session he spoke. He gave his view that this was not a case of two colliding galaxies but a clear indication of a violently disruptive event in the nucleus of a distant galaxy. The Chairman of the Conference lent towards me to ask who was speaking. It was a pleasure for me to be able to inform him that one of the world's most distinguished astrophysicists was speaking and that his ideas, although apparently so revolutionary, were probably correct. They were!

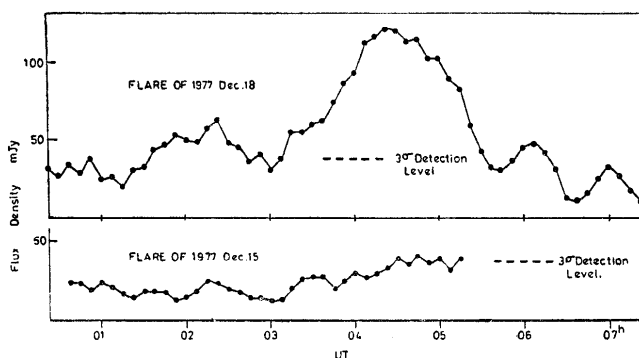


Fig. 2. Three-point running means of 7.5 *minute* integrations on the star channel during the two flares of 1977 December 15 and 18 on YZ CMi.

For nearly a quarter of a century Academician and Madame Ambartsumian have been close and honoured friends of me and my wife. They have been an important channel for our friendly relations and collaborative researches with our many colleagues in the USSR. We pay tribute to the Ambartsumians and in honouring their work we hope it may long continue.

REFERENCES

- Davis R. J., Lovell B., Palmer H. P., Spencer R. E.*, 1978, Nature-communicated.
Kahn F. D., 1974, Nature, **250**, 125.
Lovell B., 1971, Quart. Journ. Roy. Astron. Soc., **12**, 98.
Lovell B., 1974, Phil. Trans. Roy. Soc. **A277**, 489.
Lovell B., Mavridis L. N., Centadakis M. E., 1974, Nature, **250**, 124.
Peckham R. J., 1973, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **165**, 25.

О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

БЕРНАРД ЛОВЕЛЛ

Джодрелл Бенк, Соединенное Королевство

Впервые академик Амбарцумян посетил Джодрелл Бенк 19 ноября 1954 года. Это событие отмечено на фотографии, где он стоит около рельсов большого радиотелескопа, который тогда еще был в начальной стадии строительства. Спустя около 4-х лет, в августе 1958 года, после заседаний Ассамблеи Международного астрономического союза в Москве, я смог впервые посетить Бюракан. Здесь я встретил Осканяна, который приехал из Югославии, и от него узнал о большом интересе, проявляемом Амбарцумяном к проблеме красных карликовых вспыхивающих звезд и звезд типа Т Тельца. Таким образом началось тесное сотрудничество, которое продолжается уже более 20 лет, в рамках которого радиотелескоп в Джодрелл Бенке проводил наблюдения красных карликовых звезд одновременно с оптическими наблюдениями в Советском Союзе. Наибольшая часть этой совместной работы по оптическим наблюдениям вспышек была проделана с Крымской астрофизической обсерваторией и с наблюдателями в Одессе и Абастумани, но начальный стимул ее возник во время моего визита в обсерваторию Амбарцумяна в 1958 году.

Эта работа была очень трудной, так как вспышки являются нерегулярными и скоротечными. Из-за их внезапного появления и скоротечной природы трудно надежно установить, что сигнал, обнаруженный с помощью радиотелескопа, идет от звезды, а не от какого-либо вмешивающегося земного источника.

Действительно, теоретические вычисления, сделанные на основе данных о сильнейших радиовспышках на Солнце, указывали, что поиски радиовспышек на красных карликовых звездах не могли быть успешными, так как их интенсивность должна была быть на много порядков ниже той интенсивности, которая необходима для их обнаружения на Земле. Однако благодаря тесному сотрудничеству с оптическими наблюдателями, особенно с наблюдателями в Советском Союзе, в конце концов было установлено, что радиоизлучение от звезд типа UV Кита может быть обнаружено во время вспыхивающей

фазы. Отчет этой работы вплоть до 1971 г. был опубликован как мое Президентское обращение к Королевскому астрономическому обществу (Ловелл, 1971). Вскоре была успешно наблюдена очень большая вспышка, которая показала тенденцию радиовспышек задерживаться около 8 минут после пика оптической вспышки (Ловелл, Мавридис, Контадакис, 1974). Существует много указаний на то, что физические процессы у звезд могут быть подобны тем, которые имеют место в явлениях солнечных вспышек. Следуя этим идеям, Кан (1974) развил свою теорию. Энергия вспышки освобождается во время разъединения силовых линий в магнитном поле. Пузырь плазмы с магнитным полем, предшествуемый ударной волной, расширяется от нижней короны. После нескольких сотен секунд пузырь достигает того уровня в звездной атмосфере, на котором может распространяться радиочастотное излучение.

В настоящее время уже ясно, что хотя физические процессы на Солнце и на звезде могут иметь формальное сходство, события в звезде на много порядков величины более энергичны, чем события, происходящие на Солнце. В большой солнечной вспышке выделение общей энергии эквивалентно лишь одной миллионной части нормального спокойного фотосферного излучения. Однако в звездных вспышках общие энергии достигают от 10^{31} до 10^{32} эрг, что по крайней мере равно нормальному спокойному выделению фотосферного континуума в звезде. Эти соображения привели меня в 1974 году к предположению, что звезды типов М и К являются важными источниками космических лучей низкой энергии в Галактике. Подробные подсчеты (Ловелл, 1974) показывают, что для энергий от 10^6 до 3×10^8 eV звезды типов М и К могут быть основным источником космических лучей в Галактике и что звезды типа К могут дать одну пятую часть всей энергии космических лучей до 10^9 eV.

Последние успехи в технике в Джодрелл Бенке привели к разработке системы, с помощью которой даже радиовспышки малой интенсивности могут быть обнаружены без всякого сомнения. В течение декабря 1977 года большой радиотелескоп с помощью радиосвязи был соединен с маленьким телескопом на расстоянии 127 км, и этот интерферометр был использован для слежения за звездой YZ CMi на частоте 408 MHz. Система пользуется источником эталонной фазы, так что относительная фаза сигнала в канале интерферометра от YZ CMi дает возможность определить положение источника радиосигнала с точностью секунд дуги. (Эта техника сравнения фаз была разработана Пекамом (1973) для других целей). Преобразования Фурье вспышки 18 декабря 1977 г. показаны на фиг. 1. Это точки 30-секундных данных, показывающие: (а)—

Фиг. 1. Вспышка звезды YZ CMi от 18-го декабря 1977 г. Фурье-преобразования точек, соответствующих 30-секундным данным, взятые за час: а — на канале звезды

во время максимума вспышки, b—одновременно на канале чистого неба, c—на канале звезды в другое время, d—на канале, направленном к звезде сравнения.

преобразование на звездном канале в период максимума вспышки, (b) — на чистом небесном канале в то же время, (c) — на звездном канале в другое время и (d) — на канале, направленном на источник сравнения. Относительные фазовые скорости сигнала от источника сравнения и скорости в звездном канале показывали, что источник излучения был в пределах 15 сек дуги от положения YZ CMi. Средние значения трех последовательных точек, соответствующих 7.5-минутным интегрированиям на звездном канале, для указанной вспышки от 18 декабря и для другой вспышки от 15 декабря, показаны на фиг. 2. Эти две вспышки были обнаружены во время наблюдений с продолжительностью лишь 48 часов.

Фиг. 2. Средние трех точек, каждая из которых соответствует 7.5-минутному интегрированию на канале звезды во время вспышек звезды YZ CMi: 15-го и 18-го декабря 1977 г.

Эта работа, которая находится в стадии опубликования (Девис и др., 1978), знаменует революцию в наблюдениях вспыхивающих звезд. Раньше для того, чтобы их обнаружение могло быть уверенным, требовались вспышки, обладающие радиоизлучением, равным многим единицам потока, а это означало, что за несколько тысяч часов совместных оптических и радионаблюдений могло быть изучено лишь очень небольшое количество отдельных вспышек. В противном случае возможные эффекты могли быть установлены лишь интегрированием ряда радиозаписей, наложенных на эпоху максимума оптической вспышки. Теперь же, с помощью этого нового интерферометра, имеющего длинную базу для сравнения фаз, уверенно могут быть обнаружены вспышки с интенсивностью меньше 50 миллианских. Следовательно, можно ожидать быстрого прогресса в исследовании радиооптических явлений вспышек красных карликов, а также в одновременных поисках рентгеновского излучения, используя космические корабли.

Хотя сотрудничество Джодрелл Бенк с СССР в изучении вспыхивающих звезд было непосредственным и важным результатом моих ранних встреч с Амбарцумяном, наши последующие контакты охватили более широкие области. Я вспоминаю важную Солвэйскую конференцию в Брюсселе в 1958 году *О строении и эволюции Вселенной*. В то время было известно лишь небольшое число локализованных радиоисточников. Бааде и Минковски незадолго до этого отождествили источник в Лебеде и показали фотографии, полученные 200-дюймовым телескопом. Полученное изображение, казалось, показывало, что оно представляло отчетливый случай столкновения двух галактик глубоко во Вселенной, и об-

суждение было сконцентрировано вокруг этой идеи. В то время ни Амбарцумян, ни его работы не были хорошо известны за пределами СССР, но к концу сессии он выступил. Он изложил свою точку зрения, согласно которой это был не случай двух сталкивающихся галактик, а ясное указание на последствия сильного разрушающего события, происшедшего в ядре далекой галактики. Председатель конференции обратился ко мне с вопросом о том, кто докладчик? Мне было приятно, что я оказался в состоянии сообщить ему, что выступал один из наиболее выдающихся астрофизиков мира и что его идеи, хотя, очевидно, столь революционные, были вероятно верны. Да, они были верны!

Уже приблизительно четверть века, как академик и мадам Амбарцумяны являются близкими и уважаемыми друзьями нашей семьи. Они являлись важным источником для дружеских отношений и научного сотрудничества с нашими коллегами в СССР. Мы отдаем дань уважения Амбарцумянам и желаем им долгих лет плодотворной деятельности.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Davis R. J., Lovell B., Palmer H. P., Spencer R. E.*, 1978, *Nature*, в печати.
Kahn F. D., 1974, *Nature*, **250**, 125.
Lovell B., 1971, *Quart. Journ. Roy. Astron. Soc.*, **12**, 98.
Lovell B., 1974, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **277**, 489.
Lovell B., Mavridis L. N., Contadakis M. E., 1974, *Nature*, **250**, 124.
Peckham R. J., 1973, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **165**, 25.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ ПОДХОД К ЭВОЛЮЦИИ ЗВЕЗД И ГАЛАКТИК

Л. В. МИРЗОЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академия наук Армянской ССР, СССР

В подавляющем большинстве исследований, касающихся возникновения и развития космических объектов, так же, как и в классической космогонии (Кант, Лаплас, Джинс), в основе рассмотрения ставятся умозрительные гипотетические схемы.

Однако астрономия — наука наблюдательная, и более естественно стремиться вывести закономерности развития космических образований «эмпирическим» путем, на основе фактических данных о них.

К сожалению, время, необходимое для существенных изменений в состояниях большинства космических объектов, гораздо продолжительнее всей истории астрономических наблюдений на Земле.

Возможность преодоления этого серьезного затруднения при изучении эволюции звезд и галактик появилась недавно, когда благодаря исследованиям В. А. Амбарцумяна со всей очевидностью подтвердилось высказанное ранее рядом ученых представление, согласно которому во Вселенной мы наблюдаем звезды и галактики, находящиеся на различных стадиях своего развития.

Эти исследования обусловили рождение новой концепции В. А. Амбарцумяна и формирование основанного на ней «эмпирического» направления в эволюции звезд и звездных систем. Для новой концепции характерен отказ от чисто умозрительных схем и стремление вывести закономерности развития звезд и звездных систем на основе анализа и обобщения наблюдательных фактов.

Предпосылки для развития нового «эмпирического» направления были получены В. А. Амбарцумяном уже в 30-х годах в исследованиях по оценке масс газовых оболочек, выброшенных звездами (Амбарцумян и Козырев, 1933), и по статистической механике звездных систем (Амбарцумян, 1937а, 1938).

Первый крупный успех в этом направлении, однако, относится к 1947 году, когда открытие звездных систем нового типа — звездных

ассоциаций (Амбарцумян, 1947) ознаменовало новый этап в изучении нестационарных объектов как поворотных стадий эволюции космических тел.

Звездные ассоциации обладают высокой парциальной плотностью звезд горячих гигантов и сверхгигантов (О-ассоциации) и переменных карликовых звезд типа Т Тельца (Т-ассоциации).

Было показано (Амбарцумян, 1949, 1952, 1953, 1955а, 1972; см. также Мирзоян, 1972), что звездные ассоциации являются системами, динамически неустойчивыми, вследствие чего они, постепенно расширяясь, распадаются, а время, требуемое для полного распада этих систем, и, следовательно, возраст наблюдаемых в настоящее время звездных ассоциаций, не больше десятков миллионов лет.

Эта оценка, по крайней мере, в сотни раз меньше возраста большинства звезд Галактики (Амбарцумян, 1937а, б), откуда следует, что *звездные ассоциации — молодые образования*. Так как они не могли формироваться в результате случайных встреч ранее существовавших звезд (см., например, Амбарцумян, 1947), приходится считать, что *звезды, составляющие звездные ассоциации, сами очень молоды*.

Существование в Галактике молодых, недавно возникших звезд показывает, что *процесс звездообразования в Галактике, начавшийся миллиарды лет назад, продолжается и в наше время*.

Среди молодых звезд, членов звездных ассоциаций, очень высок процент двойных и кратных звезд, часто неустойчивых и распадающихся (системы типа Трапеции Ориона и звездные цепочки, Амбарцумян, 1954а, 1956а). Этот факт, наряду с существованием ассоциаций и звездных скоплений, характеризует важную особенность процесса звездообразования: *звезды рождаются не в одиночку, а группами*.

Выводы о продолжающемся и групповом возникновении звезд в Галактике в современную эпоху были неоднократно подтверждены разнообразными более детальными исследованиями звездных ассоциаций, выполненными астрономами многих стран, и получили признание в научном мире.

В частности, исследования внутренних движений звезд в этих системах, основанные на собственных движениях, подтвердили теоретически предсказанное В. А. Амбарцумяном (1949) расширение, по крайней мере некоторых, звездных ассоциаций, вытекающее из представления об их динамической неустойчивости. Из них можно указать работы Блау (1952), Блау и Моргана (1953), содержащие первые подтверждения расширения ассоциаций, и работу Стрена (1958) о расширении ассоциации Ориона. Существуют, правда, противоречивые выводы относительно ряда других ассоциаций, которые нуждаются в дальнейшем исследовании. Можно полагать, что в некоторых случаях рож-

дающиеся в ассоциациях, в сравнительно небольшом числе, динамически устойчивые кратные системы могут значительно повлиять на общую картину внутренних движений звезд в системе, в целом.

Для далеких ассоциаций указания о расширении дает анализ лучевых скоростей их составляющих. Если допустить, например, что все звезды возникли в центре ассоциации почти одновременно и разлетаются со значительно различающимися скоростями, то средняя пространственная скорость и дисперсия скоростей звезд, составляющих ассоциацию, должны расти с возрастанием расстояния от центра системы. Лучевые скорости звезд в ассоциациях определенно указывают (Мирзоян, 1961, 1966; Мирзоян и Мнацакян, 1970) на существование прямой зависимости между указанными величинами в среднем, что является веским подтверждением расширения звездных ассоциаций и может служить основой для изучения процесса звездообразования в них (Мирзоян, 1965, 1966).

Изучение звездных ассоциаций дало серьезные основания допустить, что помимо звездной, диффузной (пылевой и газовой) и планетной материи во Вселенной существуют массивные тела неизвестной природы, порождающие посредством фрагментации (дробления) звездные системы. Это допущение лежит в основе гипотезы протозвезд, предложенной В. А. Амбарцумяном (1954б, 1957), по сути, противопоставляемой господствовавшей в науке до ее появления классической конденсационной гипотезе, согласно которой формирование любых плотных небесных тел является результатом сгущения под действием сил притяжения (гравитационной конденсации) диффузной материи.

Следовательно, в отличие от конденсационной гипотезы, допускающей развитие космической материи в виде переходов от менее плотных состояний к более плотным, гипотеза протозвезд исходит из представления о развитии в диаметрально противоположном направлении.

Веским свидетельством в пользу конденсационной гипотезы всегда считалось наблюдаемое обилие диффузной материи в тех областях нашей Галактики, где процесс звездообразования в настоящее время интенсивно продолжается.

Этот наблюдательный факт, однако, указывает лишь на то, что молодые звезды и диффузные туманности обычно генетически связаны, и нет ни одного прямого свидетельства в пользу формирования звезд путем конденсации диффузной материи.

Более того, конденсационная гипотеза формирования звезд встречает серьезные, возможно непреодолимые, трудности при сопоставлении с наблюдательными фактами (Амбарцумян, 1958а). Она неспособна объяснить, например, существование неустойчивых, распадающихся звездных ассоциаций, кратных систем типа Трапеции Ориона и

звездных цепочек, а также быстролетающих молодых звезд, обладающих большими пространственными скоростями. Трудно согласовать с конденсационной гипотезой факт продолжающегося формирования звезд в тех областях Галактики, где очень мало диффузной материи. Противоречит конденсационной гипотезе наблюдаемая обратная связь между интенсивностью звездообразования и плотностью диффузной материи в ближайших к нам галактиках — Магеллановых Облаках. Этот перечень противоречий можно продолжить.

Аро и Чавира (1966) первыми обратили внимание на сравнительно молодые звезды, расположенные на диаграмме Герцшпрунга—Рессела ниже главной последовательности, развитие которых до равновесных состояний не укладывается в теорию эволюции звезд, исходящую из гипотезы гравитационной конденсации.

С другой стороны, наблюдаемое непрерывное истечение материи из звезд типов Вольф-Райе, Р Лебеда, горячих гигантов с эмиссионными линиями в спектрах, а также выбросы газовых оболочек во время вспышек Новых и Сверхновых могут привести к образованию диффузных туманностей, то есть в отмеченных случаях имеет место формирование туманностей из материи, ранее сосредоточенной в звездах.

Таким образом, хотя генетическая связь между молодыми звездами и диффузной материей несомненна, однако многие наблюдательные данные несовместимы с представлением о конденсации диффузной материи в звезды.

Поэтому гипотеза протозвезд исходит из допущения о совместном возникновении звезд и диффузной материи в результате распада протозвезд, принимая в то же время, что часть диффузного вещества продолжает выбрасываться из уже сформировавшихся звезд.

О некоторых свойствах гипотетических протозвезд, по-видимому, можно судить на основе известных наблюдательных данных. Так, из факта расширения звездных ассоциаций следует, что в период их возникновения они, а следовательно и породившие их тела — протозвезды, занимали небольшие объемы, настолько малые, что эффект экранирования света расположенных за ними звезд был неощутим при наблюдениях, иначе они давно были бы обнаружены. Следовательно, следует считать, что протозвезды обладают малыми размерами, высокими плотностями, а непосредственному их наблюдению препятствует малая излучательная способность, по крайней мере, в доступной для наземных наблюдений области спектра.

Необычные свойства предполагаемых протозвезд заставляют также принять, что вещество протозвезд находится в состояниях, отличных от тех, какие имеются в звездах и туманностях, возможно, отличных от состояний, изученных до сих пор теоретической физикой.

Косвенные свидетельства в пользу существования плотной дозвездной материи были получены уже в начале 50-ых годов. Анализ неправильных изменений блеска и спектра нестационарных звезд типа Т Тельца и примакающих к ним звезд, выполненный В. А. Амбарцумяном (1954в), показал, что наблюдаемые изменения не могут быть объяснены изменениями размеров или температуры фотосфер звезд. Быстротечность наблюдаемых изменений блеска вспыхивающих звезд указывает, например, на то, что во внешних слоях этих звезд временами появляются мощные источники энергии, выходящие наружу из внутренних областей.

Имея в виду крайнюю молодость звезд типа Т Тельца, можно полагать, что эта энергия содержится в сгустках дозвездной материи, еще сохранившейся в их недрах. Выход отдельных сгустков наружу и переход этой материи в звездное состояние могут привести к освобождению отдельных (дискретных) порций внутризвездной энергии, вызывающих наблюдаемые необычные изменения излучения этих звезд.

Представление о решающей роли сверхплотной дозвездной материи в звездных вспышках получило некоторое подтверждение после того, как было показано, что стадия вспыхивающей звезды, когда звезда обладает способностью производить вспышки, является закономерной стадией, одной из ранних стадий развития звезд-карликов (Амбарцумян, 1969, 1970а; Амбарцумян и Мирзоян, 1971), следующей за стадией типа Т Тельца (Амбарцумян, 1970б).

В последнее время это новое представление было применено В. А. Амбарцумяном (1971а) для объяснения загадочного явления фуоров (объекты типа FU Орiona), когда за время порядка нескольких месяцев мощность оптического излучения звезды возрастает в десятки и более раз, а затем надолго остается на этом уровне. Это объяснение основано на предположении, что до резкого подъема блеска в области, непосредственно окружающей звезду, имеются источники энергии, испускающие в основном корпускулярное излучение. Подъем блеска наступает в результате выброса звездой газовой оболочки, внутри которой со временем оказываются эти источники. Эта оболочка превращает энергию корпускулярного излучения в световую энергию, после чего вся энергия источников заряженных частиц испускается в виде оптического излучения, что обеспечивает повышенную светимость звезды. Это представление подтверждается появлением в спектрах фуоров, в период повышения их светимости, сильно смещенных к ультрафиолету линий, свидетельствующих об истечении материи из звезды.

Однако для концепции В. А. Амбарцумяна не столь важна возможность объяснения явления фуоров, сколь тот факт, что резкое поярчение фуоров, наряду с такими же изменениями объектов Хербига—Аро,

убедительно свидетельствует о том, что в этих случаях имеет место расширение, то есть убывание плотности материи. А это подтверждает новое представление о направленности развития космической материи от более плотных состояний к менее плотным.

Несмотря на то, что новое представление о выходе во внешние слои нестационарных звезд, или даже в окружающее звезду пространство, осколков дозвездной материи, содержащих дискретные порции внутризвездной энергии, не является пока общепринятым, оно уже позволило предсказать ряд интересных, в дальнейшем подтвердившихся явлений, например, существование двух классов звездных вспышек — «быстрых» и «медленных» с различными физическими особенностями (Аро, 1968).

Таким образом, открытие и изучение звездных ассоциаций, этих очагов звездообразования*, имело огромное значение для изучения нестационарных звезд и звездных систем — объектов, находящихся на поворотных стадиях своего развития.

Значительно более грандиозные нестационарные явления, связанные с процессом эволюции, вскоре были обнаружены в мире галактик. Следует подчеркнуть, что исследования нестационарных явлений в галактиках и их системах явились логическим продолжением исследований явлений нестационарности в мире звезд и основывались на новой концепции.

Оказалось (Амбарцумян, 1956б), что более половины известных кратных систем галактик имеют конфигурации типа Тrapeции Ориона, т. е. являются в большинстве динамически неустойчивыми, распадающимися системами. Явные признаки динамической неустойчивости показывают и многие скопления галактик (Амбарцумян, 1961).

Эти факты свидетельствуют о том, что и *процесс формирования новых образований в мире галактик в настоящее время продолжается* (Амбарцумян, 1958а). Причем, как и в случае звездных ассоциаций, явления неустойчивости и распада свидетельствуют в пользу гипотезы протозвезд.

Исключительно интересными являются результаты изучения нестационарных процессов, протекающих внутри самих галактик, которое было начато после открытия Бааде и Минковским (1954а, б) радиогалактик. В. А. Амбарцумян (1955б, 1956в) показал, что их гипотеза, рассматривающая явление радиогалактик как результат случайного столкновения двух галактик, является неправильной. Постепенно сложилось представление о том, что в радиогалактиках происходят нестационар-

* Более крупными очагами звездообразования являются изученные В. А. Амбарцумяном и сотрудниками (1964а) *сверхассоциации*, наблюдаемые в некоторых галактиках.

ные явления колоссальных масштабов, связанные с их эволюцией и формированием новых составляющих, а мощное радионезлучение генерируется облаками электронов высоких энергий, выброшенных из их центральных частей (Амбарцумян, 1958а, 1962).

Анализ наблюдательных данных о нестационарных явлениях в галактиках дал основание В. А. Амбарцумяну (1958а, 1968) заключить, что *выброс радиоизлучающих облаков и возникновение новых структурных деталей в галактиках являются результатом активности их небольших центральных сгущений — ядер галактик*. В частности, из материи, выброшенной ядрами, в результате грандиозных взрывов, формируются новые галактики и целые группы галактик. Последствиями активности ядер галактик следует считать, например, наличие двойного ядра у радиогалактики Лебедь А, выброс струи, содержащей радиоизлучающие сгущения из ядра радиогалактики Дева А, наличие необычных голубых выбросов и спутников вокруг больших эллиптических галактик.

Теоретическое рассмотрение показало (Амбарцумян, 1958а, 1968), что *грандиозные нестационарные процессы в ядрах галактик, например, мощные взрывы, были бы динамически невозможны, если бы ядра состояли только из звезд и диффузной материи*. Поэтому пришлось допустить, что *в ядрах галактик имеются массивные тела высокой плотности, являющиеся мощнейшими источниками материи и энергии*.

Вопросы эволюции галактик на основе идеи об активности ядер были впервые подробно рассмотрены в докладе В. А. Амбарцумяна (1958а) на Солвейской конференции 1958 г., а затем в докладе по приглашению на Ассамблее Международного астрономического союза 1961 г. в Беркли (Амбарцумян, 1962). Выводы этих докладов были настолько неожиданными, что встретили молчаливое сопротивление со стороны большинства участников этих научных собраний, крупнейших ученых мира.

С тех пор, однако, разнообразные наблюдения галактик и их систем привели к важным свидетельствам в пользу идеи об активности ядер галактик, играющей определяющую роль в формировании и эволюции галактик и их систем, благодаря которым в настоящее время она постепенно входит в науку (см., например, Амбарцумян, 1965, 1971б, 1976; Мирзоян, 1972). Отметим некоторые из них.

Блестящим подтверждением способности ядер галактик выбрасывать большие массы вещества явилось открытие Линдсом и Сандейджем (1964) последствий мощнейшего взрыва, происшедшего в ядре галактики М82 всего полтора миллиона лет назад, в виде удаляющихся от центра галактики газовых облаков. Позже признаки взрывов, происшедших в ядрах, были обнаружены и в некоторых других галактиках (см., напри-

мер, Мирзоян, 1972). Были получены многочисленные свидетельства о выбросах из ядер галактик (см., например, Арп, 1978).

Своеобразным подтверждением этой идеи явилось открытие и исследование квазизвездных радиоисточников — квазаров (см., например, Шмидт, 1964), которые, обладая оптической светимостью, заметно превышающей светимость сверхгигантских галактик, имеют очень небольшие размеры. Поэтому В. А. Амбарцумян (1964б) сразу же после их открытия высказал естественную идею о том, что квазары представляют собой наиболее молодые, активные ядра, а их сильное излучение генерируется, в основном, содержащимися в них массивными телами не звездной природы.

В последующем наблюдения показали, что имеется много общего (переменность излучения, высокая светимость, компактность и т. д.) между квазарами и ядрами галактик различных классов. Это отчетливо проявляется в случае ядер, обладающих высокой активностью. Здесь речь идет о сходстве наблюдаемого излучения квазаров и ядер галактик. На самом деле, квазар может являться наблюдаемым ядром невидимой, из-за более низкой поверхностной яркости, гигантской или даже сверхгигантской галактики. Иначе говоря, следует допустить, что квазар является на самом деле галактикой.

В подтверждение идеи об идентичности природы квазаров и ядер галактик Кристиану (1973) удалось показать, что вокруг ближайших квазаров имеется звездное население, и только ограниченность наших наблюдений не позволяет наблюдать звездное население, существующее вокруг более далеких квазаров. А Сандейдж (1973), на основе своих наблюдений, пришел к выводу, что активные галактики типа N в своих центральных частях содержат своего рода мини-квазары.

Принципиальное значение имело открытие и исследование галактик, обладающих активными ядрами. На картах Паломарского атласа были найдены несколько десятков голубых галактик и среди них знаменитая галактика IC 1182, выбросившая из ядра, как и в случае радиогалактики Дева А, мощную струю материи со сгущениями (Амбарцумян и Шахбазян, 1957, 1958). Были обнаружены также галактики, имеющие двойные ядра (Амбарцумян, 1958б).

Необычный цвет излучения этих галактик свидетельствовал об их нестационарном состоянии. Около полсотни голубых галактик были обнаружены в обсерватории Тонанцинта в Мексике (Аро, 1956).

Число открываемых галактик с ультрафиолетовым избытком излучения резко возросло (их число в настоящее время превышает 1000), когда для их поисков были применены крупнейшие в мире объективные призмы в комбинации с метровым телескопом Бюраканской обсерватории (см., например, Маркарян, Липовецкий и Степанян, 1977). Спектро-

скопические исследования ультрафиолетовых галактик показали (см., например, Хачикян, 1978), что большинство объектов, обнаруженных в Бюракане, имеет интенсивные эмиссионные линии, а их почти десятая часть является сейфертовскими галактиками, т. е. характеризуется очень большими скоростями диффузной материи. Это прямое свидетельство о том, что указанные галактики обладают очень активными ядрами.

Важные результаты были получены на основе радиоастрономических наблюдений галактик с активными ядрами (см., например, Товмасян, 1978).

В свете спектроскопических и радиоастрономических исследований оказалось, что некоторые галактики, обладающие активными ядрами, по своим физическим характеристикам занимают промежуточное положение между квазарами и «нормальными» галактиками.

С точки зрения эволюции галактик и их систем очень важным было открытие в Бюракане систем галактик нового типа, получивших название компактных групп компактных галактик (см., например, Амбарцумян, Арп, Хоаг и Мирзоян, 1975; Амбарцумян, Мирзоян, Петросян и Шахбазян, 1976). Хотя место этих систем в эволюции систем галактик в настоящее время пока трудно поддается определению, однако несомненно, что речь идет о системах, совершенно отличных от известных нам скоплений галактик. Да и значительная часть составляющих галактик таких систем сильно отличается от обыкновенных галактик по своей высокой поверхностной яркости и необычно высоким отношением массы к светимости.

Скептическое отношение к гипотезе протозвезд с самого начала ее появления было вызвано частично тем, что науке не были известны *большие* космические массы высоких плотностей. Однако в настоящее время положение в корне изменилось. Многие факты, касающиеся нестационарных явлений в мире звезд и галактик, косвенно указывают на существование таких тел.

Возможность существования сверхплотных космических масс обоснована и теоретически. В. А. Амбарцумяном и Г. С. Саакяном (1960, 1963) была показана принципиальная возможность существования в природе равновесных конфигураций космических масс с плотностью вещества, превышающей плотность атомных ядер (около миллиарда тонн в кубическом сантиметре).

Важно подчеркнуть, что *нестационарные явления, по крайней мере из них, которые непосредственно наблюдаются в космических образованиях и их системах, во всех случаях имеют характер взрывов, вы-*

*бросов, расширений и распада**. Это свидетельствует о том, что *эволюция космической материи в наблюдаемой нами части Вселенной — Метагалактике характеризуется процессами рассеяния и дезинтеграции материи, ее переходами от более плотных состояний к менее плотным, в согласии с гипотезой протозвезд.*

Следует отметить также, что благодаря исследованиям нестационарных явлений различных масштабов, происходящих в мире звезд и галактик, картина спокойной, неизменной Вселенной, которая не так давно пользовалась безраздельным признанием в науке, была заменена картиной изменяющейся и развивающейся Вселенной.

Таким образом, изучение нестационарных явлений в звездах и галактиках, начатое и успешно развиваемое В. А. Амбарцумяном, убедительно показало (Амбарцумян, 1972), что нестационарность является закономерной фазой космических процессов, имеет огромное значение для проблемы эволюции космической материи и уже привело к принципиально важным результатам об эволюции звезд и галактик.

В заключение можно добавить, что некоторые из явлений, связанных с эволюцией космической материи, — концентрация огромных масс в относительно малых объемах, превращение вещества, при которых плотность меняется в миллиарды раз, освобождение фантастических порций энергии, не имеют себе аналогий в процессах, изученных современной физикой. Более того, имеются основания допустить, что в различных проявлениях активности ядер галактик мы имеем дело с неизвестными науке фундаментальными свойствами материи, а в случае процессов, сопровождаемых необычно мощным энерговыделением, возможно, и с нарушением известных физических законов (Амбарцумян, 1962).

Это позволяет надеяться, что дальнейшее изучение нестационарных явлений в мире звезд и галактик, первоначально важное для решения вопросов их эволюции, приведет к существенному расширению наших знаний о фундаментальных свойствах материи и законах природы.

* Многие считают, что выбросы газовых оболочек во время вспышек Сверхновых звезд происходят за счет гравитационной энергии, а внутри звезды имеет место явление коллапса. Однако в настоящее время против этого представления можно привести не меньше доводов, чем в его пользу. Причем пока не совсем ясно, что представляла собой Сверхновая до вспышки.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Ambartsumian V. A., Kosirev N. A.*, 1933, *Z. Astrophys.*, **7**, 320.
Амбарцумян В. А., 1937а, *Астрон. ж.*, **14**, 207.
Ambartsumian V. A., 1937б, *Nature*, **137**, 537.
Амбарцумян В. А., 1938, Уч. зап. ЛГУ, серия астрономия, **22**, 19.
Амбарцумян В. А., 1947, *Эволюция звезд и астрофизика*, АН Арм.ССР, Ереван.
Амбарцумян В. А., 1949, *Астрон. ж.*, **26**, 3.
Амбарцумян В. А., 1952, *Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд* (доклад на VIII съезде Международного астрономического союза в Риме), АН СССР, Москва=Transactions of the International Astronomical Union, Vol. 8, Cambridge, University Press, 1954, p. 665.
Амбарцумян В. А., 1953, *Вестник АН СССР*, № 12, 49.
Амбарцумян В. А., 1954а, *Сообщ. Бюраканск. обс.*, **15**.
Ambartsumian V. A., 1954б, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liege, Serie 4*, 293.
Амбарцумян В. А., 1954в, *Сообщ. Бюраканск. обс.*, **13**.
Ambartsumian V. A., 1955а, *Observatory*, **75**, 72.
Амбарцумян В. А., 1955б, *Некоторые замечания о кратных галактиках*, АН Арм. ССР, Ереван=in *The Large-Scale Structure of the Galactic System*, IAU Symposium No. 5, Cambridge, University Press, 1958, p. 4.
Ambartsumian V. A., 1956а, *Vistas in Astronomy*, **2**, 1708.
Амбарцумян В. А., 1956б, *Изв. АН Арм. ССР, серия ФМЕТ наук*, **9**, 23.
Амбарцумян В. А., 1956в, *Труды V Совещания по вопросам космогонии, Радиоастрономия*, АН СССР, Москва, стр. 413.
Амбарцумян В. А., 1957, *Вестник АН СССР*, **11**, 45.
Амбарцумян В. А., 1958а, *Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук*, № 5, 9 =in *La structure et l'évolution de l'univers*, Editions Stoops, Bruxelles, 1958, p. 241.
Амбарцумян В. А., 1958б, *ДАН Арм. ССР*, **26**, 73.
Ambartsumian V. A., 1961, *Astron. J.*, **66**, 536.
Амбарцумян В. А., 1962, *Вопросы космогонии*, **8**, 3, АН СССР, Москва =Transactions of the International Astronomical Union, Vol. XIV, Academic Press, London—New York, 1962, p. 145.
Ambartsumian V. A., 1964а, in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, IAU—URSI Symposium No. 20, ed. F. I. Kerr and A. W. Rodgers, Canberra, Austral. Acad. Sci., p. 122.
Амбарцумян В. А., 1964б, *Гитутюн ев техника* (на арм. яз.), № 1.
Ambartsumian V. A., 1965, in *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, p. 1.
Амбарцумян В. А., 1968, в кн. *Нестационарные явления в галактиках*, АН Арм. ССР, Ереван, стр. 11=Non-Stable Phenomena in Galaxies, IAU Symposium No. 29, Acad. Sci. Arm. SSR, Erevan, 1968, p. 11.
Амбарцумян В. А., 1969, в кн. *Звезды, туманности, галактики*, АН Арм. ССР, Ереван, стр. 283.
Амбарцумян В. А. и др., 1970а, *Астрофизика*, **6**, 7.
Амбарцумян В. А., 1970б, *Астрофизика*, **6**, 31.
Амбарцумян В. А., 1971а, *Астрофизика*, **7**, 557.
Ambartsumian V. A., 1971б, in *Study Week on Nuclei of Galaxies*, Amsterdam—London—New York, North-Holland, Amer. Elsevier, pp. 9 and 21.

- Амбарцумян В. А.*, 1972, в кн. *Проблемы современной космогонии*, 2-е изд., «Наука», Москва, стр. 5.
- Ambartsumian V. A.*, 1976, Proc. III European Astronomical Meeting, Acad. Sci. Georgian SSR, Tbilisi, p. 91.
- Ambartsumian V. A., Arp H. C., Hoag A. A., Mirzoyan L. V.*, 1975, *Astrofizika*, **11**, 193.
- Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V.*, 1971, *Veroff. Bamberg*, **9**, Nr. 100, 98.
- Ambartsumian V. A., Mirzoyan L. V., Petrosian M. B., Shahbazian R. K.*, 1976, Proc. III European Astronomical Meeting, Acad. Sci. Georgian SSR, Tbilisi, p. 251.
- Амбарцумян В. А., Саакян Г. С.*, 1960, *Астрон. ж.*, **37**, 193.
- Амбарцумян В. А., Саакян Г. С.*, 1963, *Вопросы космогонии*, **9**, 3, АН СССР, Москва
- Амбарцумян В. А., Шахбазян Р. К.*, 1957, *ДАН Арм. ССР*, **25**, 185.
- Амбарцумян В. А., Шахбазян Р. К.*, 1958, *ДАН Арм. ССР*, **26**, 277.
- Haro G.*, 1956, *Bol. Obs. Tonantzintla*, **2**, No. 14, 8.
- Haro G.*, 1968, in *Stars and Stellar Systems*, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University Press, Chicago, p. 141.
- Haro G., Chavira E.*, 1966, *Vistas in Astronomy*, **8**, 89.
- Арп Г.*, 1978, настоящий сборник.
- Baade W., Minkowski R.*, 1954a, *Astrophys. J.*, **119**, 206.
- Baade W., Minkowski R.*, 1954b, *Astrophys. J.*, **119**, 215.
- Blaauw A.*, 1952, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **12**, 405.
- Blaauw A., Morgan W.*, 1953, *Astrophys. J.*, **117**, 256.
- Kristian J.*, 1973, *Astrophys. J.*, **179**, L61.
- Lynds C. R., Sandage A. R.*, 1964, *Astrophys. J.*, **137**, 1005.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А.*, 1977, *Астрофизика*, **13**, 397.
- Мирзоян Л. В.*, 1951, *Сообщ. Бюраканск. обс.*, **29**, 81.
- Мирзоян Л. В.*, 1965, *Астрофизика*, **1**, 109.
- Мирзоян Л. В.*, 1972, в кн. *Проблемы современной космогонии*, 2-е изд., «Наука», Москва, стр. 19.
- Mirzoyan L. V.*, 1966, *Transactions of the International Astronomical Union*, Vol. XIII, Academic Press, London—New York, p. 419.
- Мирзоян Л. В., Мнацаканян М. А.*, 1970, *Астрофизика*, **6**, 337.
- Sandage A. R.*, 1973, *Astrophys. J.*, **180**, 687.
- Schmidt M.*, 1963, *Nature*, **197**, 1041.
- Strand K. A.*, 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 14.
- Товмасян Г. М.*, 1978, настоящий сборник.
- Хачикян Э. Е.*, 1978, настоящий сборник.

AN OBSERVATIONAL APPROACH TO THE EVOLUTION OF STARS AND GALAXIES

L. V. MIRZOYAN

Byurakan Astrophysical Observatory, Academy of Sciences of Armenia, USSR

In most investigations concerning the origin and evolution of cosmic objects as in classical cosmogony (Kant, Laplace, Jeans) speculative hypothetical schemes form the basis of their consideration.

However, astronomy is an observational science and more naturally strives to deduce the regularities in the development of cosmic formations by "empirical" means, on the basis of factual data about them.

Unfortunately, the time required for substantial changes in the states of most cosmic objects is much longer than the entire history of astronomical observations on the Earth.

The possibility of overcoming this serious difficulty in studying the evolution of stars and galaxies appeared recently when, thanks to V. A. Ambartsumian's investigations, the assumption made earlier by a number of scientists was positively confirmed; according to this assumption we observe stars and galaxies in the Universe that are in various stages of development.

Those investigations gave rise to V. A. Ambartsumian's new concept and the formation of an "empirical" trend in the evolution of stars and stellar systems, based on that concept. The typical feature of the new concept is the rejection of purely speculative schemes and the tendency to deduce the regularities in the development of stars and stellar systems from the analysis and generalization of observational data.

The preconditions for the development of the new "empirical" trend were derived by V. A. Ambartsumian in the thirties in his researches on the estimation of the masses of gas envelopes ejected from stars (Ambartsumian and Kosirev, 1933) and on the statistical mechanics of stellar systems (Ambartsumian, 1937a, 1938).

However, the first significant success in this direction was scored in 1947, when the discovery of stellar systems of a new type — stellar associations (Ambartsumian, 1947) marked a new phase in the study of

non-stable objects as the turning stages in the evolution of cosmic bodies.

The stellar associations possess high partial density of hot giant and supergiant stars (O-associations) and variable dwarf stars of the T Tauri type (T-associations).

It was shown (Ambartsumian, 1949, 1952, 1953, 1955a, 1972; Mirzoyan, 1972) that the stellar associations are dynamically unstable systems as a result of which they gradually expand and disintegrate, while the time required for the complete disintegration of these systems and, consequently, the age of the currently observed stellar associations is not more than dozens of millions of years.

This estimate is at least a hundred times less than the age of most stars of the Galaxy (Ambartsumian, 1937a, b); it follows that the *stellar associations are young formations*. Since they could not form as a result of casual close encounters of stars existing earlier (see, for instance, Ambartsumian, 1947), we have to consider *stars, forming stellar associations to be very young themselves*.

The existence in the Galaxy of young, recently originated stars shows that *the process of star formation in the Galaxy, that started billions of years ago, is still continuing in our days*.

The percentage of double and multiple stars, often unstable and disintegrating (systems of the Orion Trapezium type and stellar chains, Ambartsumian, 1954a, 1956a), is very high among young stars—members of stellar association. This fact along with the existence of associations and stellar clusters, characterize an important feature of star formation process: *stars originate not singly but in groups*.

The conclusions on the continuing and group formation of stars in the Galaxy, in modern times, have been confirmed on numerous occasions by various more detailed investigations of stellar associations in many countries and have been acknowledged in the scientific world.

In particular, the study of the internal motions of stars in those systems, based on their proper motions, confirmed the theoretical prediction made by V. A. Ambartsumian (1949) concerning the expansion of at least some stellar associations following from the notion of their dynamic instability. Of those studies the papers of Blaauw (1952), Blaauw and Morgan (1953) containing the first definite confirmations of the expansion of associations and Strand (1958) on the expansion of the Orion association should be pointed out. True, contradictory are the conclusions relating to some other associations, still requiring further investigation. It can be assumed that the dynamically stable multiple systems which in some cases originate in the associations in a

comparatively small number, can as a whole considerably influence the general picture of internal motions of stars in the system.

For distant associations indications of expansion are derived from an analysis of the radial velocities of their components. If we assume, for instance, that all the stars originated in the center of the association almost simultaneously and run away with considerably different velocities, the average space velocity and dispersion of the velocities of stars, comprising the association, must grow with the growth of the distance from the center of the system. The radial velocities of stars in the associations testify definitely (Mirzoyan, 1961, 1966; Mirzoyan and Mnatsakanian, 1970) to the existence of a direct dependence between the above values on average, which fact constitutes a solid argument in favour of the expansion of stellar associations and can serve the basis for an investigation of the process of star formation in them (Mirzoyan, 1965, 1966).

The study of stellar associations provided a serious basis for assuming that apart from stellar, diffuse (dust and gas) and planetary matter, massive bodies of an unknown nature also occur in the Universe that give rise to stellar systems by means of fragmentation. This assumption lies at the foundation of the protostar hypothesis advanced by V. A. Ambartsumian (1954b, 1957), which was as a matter of fact set off by the hypothesis of classical condensation that has been predominant in science. According to the latter the formation of any dense celestial bodies results from the condensation of diffuse matter under the impact of gravitational forces (gravitational condensation).

Therefore as distinct from the condensation hypothesis, assuming the development of cosmic matter in the form of transitions from less dense states to denser ones, the hypothesis of protostars is based on the notion of development in a diametrically opposite direction.

The observed abundance of diffuse matter in those regions of our Galaxy where the process of star formation is still intensely continuing at present, used always to be considered as a solid argument in favour of the condensation hypothesis.

This observational fact, however, points merely to the fact that the young stars and diffuse nebulae are usually related genetically and there is no direct evidence whatever in favour of the formation of stars by means of condensation of diffuse matter.

Furthermore, the condensation hypothesis on the formation of stars meets with serious, possibly insurmountable, difficulties when we deal with observational facts (Ambartsumian, 1958a). It is unable to explain for instance, the existence of unstable, disintegrating stellar associations, multiple systems of the Orion Trapezium type and stellar chains, nor the run away young stars with great spatial velocities. The continuing for-

mation of stars in the regions of the Galaxy with very little diffuse matter is a fact that can hardly be in line with the condensation hypothesis. The condensation hypothesis is contradicted by the observed feedback between the intensity of star-formation and the density of diffuse matter in the Magellanic Clouds—the galaxies closest to us. The enumeration of contradictions can be continued.

Haro and Chavira (1936) were the first to draw attention to the comparatively young stars, located on the Hertzsprung—Russel diagram below the main sequence, the development of which up to the equilibrium state fails to fall in line with the theory of stellar evolution based on the hypothesis of gravitational condensation.

On the other hand, the observed continued outflow of matter from stars of the Wolf—Rayet, P Cygni types, hot giants with emission lines in the spectra, and also ejections of gas envelopes during the flares of Novae and Supernovae can lead to the formation of diffuse nebulae, i. e. in the above-mentioned cases the nebulae are formed from matter earlier concentrated in the stars.

Thus, though the genetic relationship between the young stars and diffuse matter admits of no doubt, yet many observational facts are incompatible with the notion on the condensation of diffuse matter in stars.

Therefore the hypothesis of protostars is based on the assumption of the joint origin of stars and diffuse matter resulting from the disintegration of protostars, assuming at the same time the fact that part of the diffuse matter continues to eject from stars already formed.

Well-known observational data permit us to judge presumably of some properties of the hypothetical protostars. Thus, it follows from the phenomenon of the expansion of stellar associations that during their origin they, and consequently also the bodies that have given rise to them—protostars, took up small sizes, so small that the screening effect of the light of stars located behind them were untangible in observations; otherwise they would have been detected long ago. Therefore the protostars should be considered to possess small dimensions and high densities; and their small radiation capacity, at least in spectral regions available for ground observations, hinders their direct observation.

The unusual properties of the assumed protostars make us also assume that the matter of protostars is in states distinct from those available in stars and nebulae and possibly distinct from states so far studied by theoretical physics.

Indirect evidence in favour of the existence of dense protostellar matter was derived as early as in the fifties. The analysis of irregular changes of the brightness and spectrum of the T Tauri type and related

non-stable stars made by V. A. Ambartsumian (1954c) indicated that the observed changes cannot be accounted for in terms of the changes of the dimensions or the temperature of the photosphere of stars. The rapidity of the observed light changes of flare stars points, for instance, to the fact that in the outer layers of those stars powerful energy sources coming out from the inner regions emerge from time to time.

Considering the very young age of stars of the T Tauri type, one can assume that this energy is held in clots of protostellar matter still preserved in their interior. The emergence of particular clots to the surface and the transfer of this matter into a stellar state can lead to the release of discrete portions of interstellar energy causing unusual observable changes of the radiation of those stars.

The notion on the decisive role of superdense protostellar matter in star flares was confirmed to some extent after it had been shown that the stage of the flare star, when the star is able to produce flares, is a regular stage, one of the early stages in the evolution of dwarf stars (Ambartsumian, 1969, 1970a; Ambartsumian and Mirzoyan, 1971) following the stage of T Tauri type (Ambartsumian, 1970b).

Recently this new notion was applied by V. A. Ambartsumian (1971a) in interpreting the mysterious phenomenon of fuors (FU Orion type objects) when the power of optical radiation of the star increases during the time of the order of several months a dozens or more times and remains at this level for long. This explanation is based on the assumption that prior to a sharp increase of brightness there are energy sources in the region immediately surrounding the star, which emit generally corpuscular radiation. The brightness intensifies as a result of the ejection by the star of a gas envelope within which these sources are stored in course of time. This envelope transforms the energy of corpuscular emission into light energy, upon which all the energy of the sources of charged particles is emitted in the form of optical radiation which accounts for the higher luminosity of the star. This concept is confirmed by the appearance in the spectra of fuors during the increasing of their luminosity, markedly displaced to the ultraviolet lines testifying to the outflow of matter from the star.

However, the possibility of interpreting the fuor phenomenon is not so important for V. A. Ambartsumian's concept as the fact that the sharp brightening of fuors, along with similar changes of the Herbig—Haro objects, convincingly attests to the fact that in those cases an expansion takes place, i. e. reduction of the density of matter. And this confirms the new concept on the direction of the development of cosmic matter from denser to less dense states.

Despite the fact that the new concept on the outcome onto the external layers of unstable stars, or even into the space surrounding the star, the fragments of prestellar matter containing discrete portions of interstellar energy, is not as yet generally accepted, nevertheless it was useful in predicting a number of interesting phenomena, confirmed subsequently, such as the existence of two classes of star flares—"fast" and "slow" with different physical properties (Haro, 1938).

Thus the discovery and study of stellar associations — those centres of star formation* — has been of great significance in studying the non-stable stars and stellar systems—objects, which are experiencing the turning stages in their development.

A little while later much more immense non-stable phenomena connected with the evolutionary process have been discovered in the world of galaxies. It should be pointed out that the investigations of non-stable phenomena in the galaxies and their systems have been the logical continuation of the investigations of non-stability phenomena in the world of stars based on the new concept.

More than half of the well-known multiple systems of galaxies proved (Ambartsumian, 1956b) to have Orion Trapezium type configurations, i. e. are for the most part dynamically unstable, disintegrating systems. Many other clusters of galaxies likewise display distinct signs of dynamic instability (Ambartsumian, 1961).

These facts attest that *the process of the formation of new formations still continues in the world of galaxies* (Ambartsumian, 1958a). The phenomena of instability and disintegration, as in the case of stellar associations, speak in favour of the protostar hypothesis.

Extremely interesting are the results of studies of non-stable processes, going on within the galaxies themselves, the research being undertaken after the discovery of radiogalaxies by Baade and Minkowski (1954a, b). V. A. Ambartsumian (1955b, 1956c) proves that their hypothesis, considering the phenomenon of radiogalaxies as the result of accidental collision of two galaxies, is incorrect. Little by little the notion gained ground to the effect non-stable phenomena of a gigantic scale due to their evolution and the formation of new components take place in the radiogalaxies, whereas a powerful radioemission is generated by the clouds of high energy electrons, ejected from their central regions (Ambartsumian, 1958a, 1962).

The analysis of observational data relating to the non-stable phenomena in the galaxies made it possible for V. A. Ambartsumian

* Greater centres of star formation are the *super-associations*, observed in some galaxies, and explored by V. A. Ambartsumian et al. (1964a).

(1958a, 1968) to conclude that *the ejection of radio-emitting clouds and the origin of new structural components in the galaxies result from the activity of their small central condensations—the nuclei of galaxies*. In particular, new galaxies and whole groups of galaxies come into being out of matter ejected from the nuclei as a result of giant explosions. Thus, for instance, the occurrence of a double nucleus in radiogalaxy Cygnus A, the ejection of the jet containing radioemitting condensations from the nucleus of the radiogalaxy Virgo A, the presence of unusually blue ejections and satellites around large elliptical galaxies should be regarded as consequences of the activity of galactic nuclei.

A theoretical discussion indicated (Ambarsumian, 1958a, 1968) *that violent non-stable processes in the nuclei of galaxies, such as powerful explosions, should have been impossible dynamically, if the nuclei had consisted of only stars and diffuse matter*. It was therefore assumed that *the nuclei of galaxies carry massive bodies of high density which are very powerful sources of matter and energy*.

Issues relating to the evolution of galaxies based on the notion of the activity of their nuclei were first discussed in detail in V. A. Ambarsumian's (1958a) paper at the Solvay Conference in 1958 which was followed by another Invited Discourse at the General Assembly of the International Astronomical Union in Berkeley in 1961 (Ambarsumian, 1962). The conclusions of both papers were so unexpected that they met with the silent opposition of most participants of those scientific meetings who were famous scientists.

Ever since various observations of galaxies and their systems yielded, however, valuable evidence favour of the notion of the activity of galactic nuclei, that plays a definite role in the formation and evolution of galaxies and their systems, and thanks to those facts that idea is gradually gaining a foothold in science (see, for example, Ambarsumian, 1965, 1971b, 1976; Mirzoyan, 1972). Let us note some of those facts.

A magnificent confirmation of the ability of galactic nuclei to eject large masses of matter was the discovery by Lynds and Sandage (1964) of the consequences of a powerful explosion occurring in the nucleus of galaxy M82 in all one and a half million years ago, in the form of gas clouds receding from the center of the galaxy. Subsequently signs of explosions taking place in the nuclei were discovered in some other galaxies as well (see, for instance, Mirzoyan, 1972). A good deal of evidence concerning ejections from the nuclei of galaxies has been obtained (See, for instance, Arp, 1978).

A peculiar way to confirming this idea was the discovery and research of quasi-stellar radiosources—quasars (see for instance, Schmidt,

1964), which possessing optical luminosity appreciably exceeding that of supergiant galaxies, are of very small dimensions. Therefore, V. A. Ambartsumian (1964b) just after this discovery took naturally the view that the quasars are the youngest, most active nuclei and their intense radiation is generated in the main by massive bodies of non-stellar origin contained in them.

Subsequently observations demonstrated that there is much in common (radiation variability, high luminosity, compactness, etc.) between the quasars and the nuclei of galaxies of different classes. This is clearly manifest in the case of nuclei with high activity. Here we deal with the identity of the observed radiation of quasars and the galactic nuclei. In fact, the quasar may be the observed nucleus of an invisible, because of a lower surface brightness, of a giant or even supergiant galaxy. In other words, it should be assumed that the quasar is in fact a galaxy.

A confirmation of this notion on the identity of the nature of quasars and galactic nuclei came from Krisitan (1973) who succeeded in proving the fact that the nearest quasars have a stellar population around them, and it is only through the restriction of our observations that we fail to notice the stellar population around more distant quasars. And relying on his observations Sandage (1973) arrived at the conclusion that active galaxies of the N type contain a kind of mini-quasars in their central parts.

Of major significance was the discovery and investigation of galaxies possessing active nuclei. Several dozen blue galaxies were found out on the Palomar Atlas; among them was the famous galaxy IC 1182, ejected from its nucleus, as in the case of radiogalaxy Virgo A, a powerful jet of matter with condensations (Ambartsumian and Shahbazian, 1957, 1958). Galaxies with double nuclei have also been found out (Ambartsumian, 1958b).

The unusual radiation colour of those galaxies testified to their non-stable state. About fifty blue galaxies were detected in the Tonantzintla Observatory in Mexico (Haro, 1956).

The number of galaxies with ultraviolet excess of radiation has sharply increased (now the number being upwards of 1.000) when to detect them the world's largest objective prisms in combination with the one-meter Schmidt telescope of the Byurakan Observatory were applied (see, for example, Markarian, Lipovetsky and Stepanian, 1977). The spectroscopic investigations of ultraviolet galaxies showed (see, for instance, Khachikian, 1978) that most objects found out in Byurakan, display intense emission lines, whereas nearly their one-tenth part are Seyfert galaxies characterized by very high velocities of diffuse matter. This is a direct evidence showing that the above galaxies possess very active nuclei.

Important results were obtained from the radio observations of galaxies with active nuclei (see, for instance, Tovmassian, 1978).

Spectroscopic and radio studies revealed that some galaxies possessing active nuclei take up an intermediary position between quasars and "normal" galaxies as to their physical properties.

The discovery in Byurakan of systems of galaxies of a new type, being termed compact groups of compact galaxies (see, for example, Ambartsumian, Arp, Hoag and Mirzoyan, 1975; Ambartsumian, Mirzoyan, Petrosian and Shahbazian, 1976), was of great importance from the point of view of the evolution of galaxies and their systems. Though the significance of those systems in the evolution of galactic systems is so far hard to determine, but here we have, no doubt, to do with systems quite unlike the cluster of galaxies familiar to us. In addition, a considerable part of galaxies in such systems are at great variance from ordinary galaxies as to their high surface brightness and unusually high ratio of the mass to the luminosity.

A sceptical attitude to the hypothesis of protostars from the very day of its formulation was partly due to the fact that *large* cosmic masses of high densities were unknown to science. But now the picture has undergone a radical change. Many facts bearing on the non-stable phenomena in the world of stars and galaxies, point indirectly to the existence of such bodies.

Theoretically the possibility of the existence of superdense cosmic masses is also well-grounded. V. A. Ambartsumian and G. S. Sahakian (1930, 1933) have proved in principle the possibility of the existence in nature of equilibrium configurations of cosmic masses with a density of matter exceeding that of atomic nuclei (about one billion tons in cubic centimeter).

It should be pointed out that *non-stable phenomena at least those that are directly observed in cosmic formations and their systems, have in all cases the characteristics of explosions, ejections, expansions, and disintegrations**. This testifies to the fact that *the evolution of cosmic matter in the observed part of the Universe-Metagalaxy is characterized by processes of scattering and disintegration* of matter, its transitions from denser to less dense states, in line with the hypothesis of protostars.

* Many scientists consider that the ejections of gas envelopes during the flares of Supernovae occur at the expense of the gravitational energy, while the phenomenon of collapse takes place within the star. However, at present arguments against this notion are no fewer in number than in favour of it. It is not quite clear the state of the Supernova prior to the outburst.

It should also be noted that thanks to researches of non-stable phenomena of various scales, going on in the world of stars and galaxies, the picture of a steady, unchanging Universe, which was until recently commonly acknowledged in science, was replaced by the picture of a changing and evolving Universe.

Thus the study of non-stable phenomena in stars and galaxies initiated and developed by V. A. Ambartsumian has proved convincingly (Ambartsumian, 1972) that non-stability is a regular phase of cosmic processes of great importance for the problem of the evolution of cosmic matter and has already led to fundamentally major results concerning the evolution of stars and galaxies.

In conclusion, we should like to add that some of the phenomena related to the evolution of cosmic matter — the concentration of huge masses in relatively small volumes, the transformation of matter during which the density changes billions of times, the release of fantastic portions of energy — has no parallel in processes studied by modern physics. Moreover, there is reason to assume that in various manifestations of the activity of galactic nuclei we have to do with basic properties of matter, unfamiliar to science, while in the case of processes accompanied by an unusually powerful energy release we possibly deal with a breach of well-known physical laws (Ambartsumian, 1932).

This makes us hopeful that the further study of non-stable phenomena in the world of stars and galaxies is of paramount importance not only in solving the problems of their evolution. It will eventually broaden our knowledge on the basic properties of matter and the laws of nature.

REFERENCES

- Ambartsumian V. A., Kosirev N. A., 1933, *Z. Astrophys.*, **7**, 320.
 Ambartsumian V. A., 1937a, *Astron. Zh.*, **14**, 207.
 Ambartsumian V. A., 1937b, *Nature*, **137**, 537.
 Ambartsumian V. A., 1938, *Uchionnie Zapiski Leningrad. Univ.*, serie Astronomy, **22**, 19 (in Russian).
 Ambartsumian V. A., 1947, *Stellar Evolution and Astrophysics*, Acad. Sci. Arm. SSR, Erevan (in Russian).
 Ambartsumian V. A., 1949, *Astron. Zh.*, **26**, 3.
 Ambartsumian V. A., 1952, *Discours introductif au symposium sur l'évolution des étoiles*, Moscow, Acad. Sci. URSS=Transactions of the International Astronomical Union, Vol. 8, Cambridge, University Press, 1954, p. 665.
 Ambartsumian V. A., 1953, *Vestnik Acad. Sci. USSR*, № 12, 49 (in Russian).
 Ambartsumian V. A., 1954a, *Comm. Byurakan Obs.*, **15**.
 Ambartsumian V. A., 1954b, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liege, Serie 4*, 293.

- Ambartsumian V. A.*, 1954c, *Comm. Byurakan Obs.*, **13**.
- Ambartsumian V. A.*, 1955a, *Observatory*, **75**, 72.
- Ambartsumian V. A.*, 1955b, *Some Remarks on Multiple Galaxies*, *Acad. Sci. Arm. SSR, Erevan* (in Russian)=in *The Large-Scale Structure of the Galactic System*, IAU Symposium No. 5, Cambridge, University Press, 1958, p. 4.
- Ambartsumian V. A.*, 1956a, *Vistas in Astronomy*, **2**, 1708.
- Ambartsumian V. A.*, 1956b, *Izv. Acad. Sci. Arm. SSR, serie Phys. Math. Sci.*, **9**, 23.
- Ambartsumian V. A.*, 1956c, *Proceedings of V Conference on Problems of Cosmogony, Radioastronomy, Acad. Sci. USSR, Moscow*, p. 413 (in Russian).
- Ambartsumian V. A.*, 1957, *Vestnik Acad. Sci. USSR*, **11**, 45.
- Ambartsumian V. A.*, 1958a, *Izv. Acad. Sci. Arm. SSR, serie Phys. Math. Sci.*, **11**, No. 5, 9 =in *La structure et l'évolution de l'univers*, Editions Stoops, Bruxelles, 1958, p. 241.
- Ambartsumian V. A.*, 1958b, *Comptes Rendus Acad. Sci. Arm. SSR*, **26**, 73.
- Ambartsumian V. A.*, 1961, *Astron. J.*, **66**, 536.
- Ambartsumian V. A.*, 1962, *Voprosi Kosmogonii*, **8**, 3, *Acad. Sci. USSR, Moscow*=Transactions of the International Astronomical Union, Vol. XIB, Academic Press, London—New York, p. 145.
- Ambartsumian V. A.*, 1964a, in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, IAU—URSI Symposium No. 20, ed. F. I. Kerr and A. W. Rodgers, Canberra, Austral. Acad. Sci., p. 122.
- Ambartsumian V. A.*, 1964b, *Gitutyun ev Tekhnika*, № 1 (in Armenian).
- Ambartsumian V. A.*, 1965, in *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, p. 1.
- Ambartsumian V. A.*, 1968, in *Non-Stable Phenomena in Galaxies*, IAU Symposium No. 29, *Acad. Sci. Arm. SSR, Erevan*, p. 11 (in Russian).
- Ambartsumian V. A.*, 1969, in *Stars, Nebulae, Galaxies*, *Byurakan Symposium, Acad. Sci. Arm. SSR, Erevan*, p. 283 (in Russian).
- Ambartsumian V. A.*, 1970a, *Astrofizika*, **6**, 7.
- Ambartsumian V. A.*, 1970b, *Astrofizika*, **6**, 31.
- Ambartsumian V. A.*, 1971a, *Astrofizika*, **7**, 557.
- Ambartsumian V. A.*, 1971b, in *Study Week on Nuclei of Galaxies*, Amsterdam—London—New York, North-Holland, Amer. Elsevier, pp. 9 and 21.
- Ambartsumian V. A.*, 1976a, in *Probleme der Modernen Kosmogonie*, Berlin, Akademie Verlag, p. 1.
- Ambartsumian V. A.*, 1976b, *Proc. III European Astronomical Meeting, Acad. Sci. Georgian SSR, Tbilisi*, p. 91.
- Ambartsumian V. A.*, *Arp H. C.*, *Hoag A. A.*, *Mirzoyan L. V.*, 1975, *Astrofizika*, **11**, 193.
- Ambartsumian V. A.*, *Mirzoyan L. V.*, 1971, *Veroff. Bamberg*, **9**, Nr. 100, 98.
- Ambartsumian V. A.*, *Mirzoyan L. V.*, *Petrosian M. B.*, *Shahbazian R. K.*, 1976, *Proc. III European Astronomical Meeting, Acad. Sci. Georgian SSR, Tbilisi*, p. 251.
- Ambartsumian V. A.*, *Sahakian G. S.*, 1960, *Astron. Zh.*, **37**, 193.
- Ambartsumian V. A.*, *Sahakian G. S.*, 1963, *Voprosi Kosmogonii*, **9**, 13, *Acad. Sci. USSR, Moscow* (in Russian).
- Ambartsumian V. A.*, *Shahbazian R. K.*, 1957, *Comptes Rendus. Acad. Sci. Arm. SSR*, **25**, 185.
- Ambartsumian V. A.*, *Shahbazian R. K.*, 1958, *Comptes Rendus. Acad. Sci. Arm. SSR*, **26**, 277.
- Arp H.*, 1978, Present Volume.

- Baade W., Minkowski R.*, 1954a, *Astrophys. J.*, **119**, 206.
Baade W., Minkowski R., 1954b, *Astrophys. J.*, **119**, 215.
Blaauw A., 1952, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **12**, 405.
Blaauw A., Morgan W., 1953, *Astrophys. J.*, **117**, 256.
Haro G., 1956, *Bol. Obs. Tonantzintla*, **2**, No. 14, 8.
Haro G., 1968, in *Stars and Stellar Systems*, Vol. 7, ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller, University Press, Chicago, p. 141.
Haro G., Chavira E., 1966, *Vistas in Astronomy*, **8**, 89.
Khachikian E. Ye., 1978, Present Volume.
Kristian J., 1973, *Astrophys. J.*, **179**, L61.
Lynds C. R., Sandage A. R., 1964, *Astrophys. J.*, **137**, 1005.
Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A., 1977, *Astrofizika*, **13**, 397.
Mirzoyan L. V., 1961, *Comm. Byurakan Obs.*, **29**, 81.
Mirzoyan L. V., 1965, *Astrofizika*, **1**, 109.
Mirzoyan L. V., 1966, *Transactions of the International Astronomical Union*, Vol. XIII B, Academic Press, London—New York, p. 419.
Mirzoyan L. V., 1976, in *Probleme der Modernen Kosmogonie*, Berlin, Akademie Verlag, p. 13.
Mirzoyan L. V., Mnatsakanian M. A., 1970, *Astrofizika*, **6**, 337.
Sandage A. R., 1973, *Astrophys. J.*, **180**, 687.
Schmidt M., 1963, *Nature*, **197**, 1041.
Strand K. Aa., 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 14.
Tovmassian H. M., 1978, Present Volume.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ НОВЫХ ЗВЕЗД

Э. Р. МУСТЕЛЬ

Астрономический Совет Академии наук СССР,
Москва, СССР

1. *О механизме образования главной оболочки у новых звезд.*
В настоящее время сделалось очевидным, что формирование главной оболочки у новых звезд происходит во время максимума блеска звезды и затем продолжается еще несколько дней. В течение всего этого периода происходит замена предмаксимального спектра звезды главным спектром, который затем и характеризует, в течение нескольких месяцев, основную массу газов, выброшенных в результате взрыва Новой.

Вопрос о механизме образования главной оболочки обсуждался рядом исследователей и в частности автором (Мустель, 1957, 1962). В работе (Мустель, 1962) обсуждены критически различные механизмы, выдвинутые для объяснения замены предмаксимального спектра главным спектром. Однако все эти механизмы связаны с теми или иными трудностями, включая и последний механизм, предложенный автором, постулирующий большую роль энергичных частиц, генерируемых в надфотосферной области у Новой сразу же после максимума блеска (t_{\max}).

Вместе с тем появились новые материалы, которые могут помочь выяснить вопрос о механизме возникновения главной оболочки. Речь идет о том, что согласно различным расчетам скорость расширения «фотосферы» у Новых звезд растет со временем, причем *особенно быстрый рост* этой скорости V_p наблюдается в *самый последний* период расширения звезды перед максимумом блеска, примерно за день или за два дня до момента t_{\max} . Так, например, у V603 Aql в течение последнего дня перед t_{\max} величина V_p была примерно в два раза больше, чем за предшествующие сутки (см. Мустель, 1949). Примерно то же самое наблюдалось и у DQ Her (см. Беер, 1937). Основываясь на этих данных по DQ Her, автор нашел, что в последние сутки перед максимумом блеска (период 21—21.8.XII) скорость V_p у этой звезды превышала примерно в два раза скорость V_p за предшествующие сутки (20—21.XII). Обратимся теперь к еще более медленной Новой

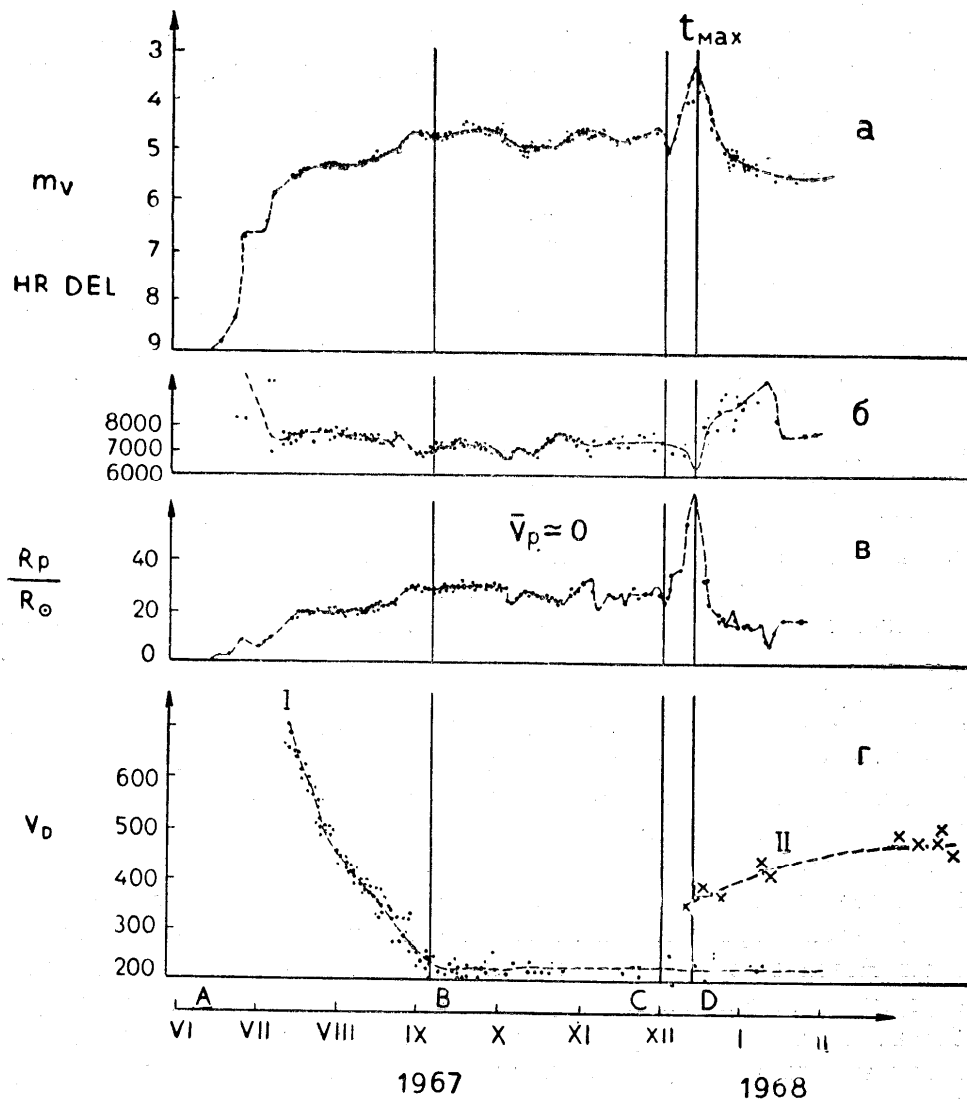
RR Pic (см. Джонс, 1931). Своего первого максимума звезда достигла 7.VI.1925 г. Расчеты показывают (Мустель, 1946), что в период между 6 и 7.VI скорость V_p составляла около 250 км/сек, а между 4 и 5.VI эта величина составляла только 40 км/сек. Заметим, что первые признаки появления главного спектра у Новой появились сразу же после 5.VI! У большинства других Новых звезд данные по температуре перед максимумом блеска не вполне надежны, и поэтому оценки V_p в этих случаях также не вполне надежны. И вообще очень редко Новые «открываются» раньше, чем за сутки до момента t_{max} . Однако для аномально медленной Новой HR Del, для которой, к счастью, было получено большое количество разнообразных данных, наблюдения свидетельствуют о том, что указанная закономерность была выражена особенно четко (см. фиг. 1, взятую из работы Антипова, 1977). Фиг. 1 показывает, что максимуму блеска звезды соответствовал резкий максимум величины фотосферного радиуса R_p и тем самым резкое увеличение скорости V_p . Преобразование предмаксимального спектра I в главный спектр II началось только тогда, когда началось резкое увеличение R_p и V_p !

Таким образом, возникает представление о том, что именно непосредственно перед самым максимумом блеска в более внутренних подфотосферных слоях резко увеличивается темп энерговыделения. В результате этого скорость газов на уровне фотосферы ($\tau \simeq 1$) резко возрастает. Причиной этого может быть либо ударная, либо тепловая волна, распространяющаяся изнутри. Ускоренное («новое») вещество и формирует главную оболочку.

Действительно, согласно расчетам, выполненным нами (Мустель, 1946) и дополненным в работе (Мустель, 1977), скорость V_p , определяющая расширение фотосферы у Новых в последний день около максимума блеска *примерно равна* скорости движения *главной оболочки* в первые моменты ее образования.

Гипотеза ударной волны обсуждалась автором уже ранее (см. механизм I в статьях: Мустель, 1949б, 1962, а также обсуждение той же проблемы в статье Бычковой и Бычкова, 1976). Правда, в статье Мустеля (1962) указана трудность данного механизма, заключающаяся в том, что в ряде случаев система абсорбций главного спектра продолжала увеличивать свое (отрицательное) смещение и после исчезновения предмаксимального спектра. Однако за последние годы была осознана весьма большая важность процессов *непрерывного* истечения газов из Новых как до, так и после максимума блеска (см. следующий раздел статьи). Именно, эти газы, догоняя уже сформировавшуюся главную оболочку Новой, могут сообщать ей достаточно заметное ускорение. Процессы этого рода были обсуждены в статье автора (Мустель, 1950).

Таким образом, вполне возможно, что, действительно, ударные либо тепловые волны, связанные с резкой интенсификацией процесса расширения Новой непосредственно перед максимумом блеска, играют основную роль в образовании главной оболочки.



Фиг. 1. Показывает, что в течение длительного периода CD радиус «фотосферы» R_p у HR Del оставался в среднем одним и тем же ($\bar{V}_p = 0$). Незадолго до максимума блеска — t_{\max} скорость V_p резко увеличилась и сразу же появилась более смещенная система II главного спектра.

2. *О непрерывном истечении газов из новых звезд.* В настоящее время выделено несколько типов непрерывного истечения газов из Новых, причем следует иметь в виду, что здесь может идти речь и об истечении газов в виде отдельных изолированных, иногда достаточно крупных конденсаций (см. Антипова, 1977).

Имея в виду последовательность в развитии процесса вспышки Новой, мы начнем с домаксимальной стадии. Наличие непрерывного истечения газов из Новой до максимума блеска следует особенно четко из изучения *медленных* Новых звезд. Впервые заключение о непрерывном истечении газов из очень медленной Новой HR Del было сделано в статье Фриджунга и Малакпура (1973). Особенно убедительная аргументация о непрерывном истечении газов из той же звезды HR Del до максимума блеска представлена в статье Антиповой (1977).

После максимума блеска непрерывное истечение газов из Новых представлено их диффузно-искровым и орионовым спектрами (см. Мак Лофлин, 1943). Эти спектры возникают обычно тогда, когда звезда уже «выбросила» свою главную оболочку. Проблема непрерывного истечения газов из Новой после t_{\max} , которое создает диффузно-искровой и орионов спектры, была обсуждена с физической точки зрения в статье Мустеля (1946). В этой статье (особенно во второй ее части) был сделан вывод о том, что конденсации, создающие диффузно-искровой спектр, выбрасываются из поверхностных «надфотосферных» слоев сокращающейся Новой, в то время как конденсации, создающие орионов спектр, выбрасываются из относительно внутренних «подфотосферных» и притом неустойчивых слоев Новой. Эти представления согласуются с тем фактом (Мак Лофлин, 1943), что орионов спектр у некоторых Новых не содержал водородных линий. Поэтому естественно допустить, что газы, создающие орионов спектр, выбрасываются из слоев, близких к внешней границе центрального тела Новой — белого карлика, где термоядерные и электромагнитные процессы могут играть особенно важную роль. Не исключается и роль светового давления.

В связи с проблемой непрерывного истечения газов из внутренних слоев Новой автор обратил внимание на весьма интересные изменения в форме эмиссионных контуров в спектре V603 Aql после максимума блеска. А именно, во время вторичных минимумов блеска звезды эти контуры обладали двумя яркими максимумами на своих краях и глубоким минимумом между ними, в то время как во время вторичных максимумов блеска этот минимум отсутствовал (см. Сойер, 1935). Автор настоящей статьи пришел к выводу (Мустель, 1949б), что эти явления были обусловлены изменяющейся интенсивностью непрерывного истечения газов из *подфотосферных* слоев Новой. Во время вторичных минимумов (повышенная температура звезды) непрерывное

истечение газов, которое создавало центральные части контуров, ослабевало и мы видели только излучение (переработка ультрафиолетовых квантов) от плотных полярных «шапок» оболочки звезды (см. следующий раздел статьи), тогда как во время вторичных максимумов (пониженная температура звезды), когда непрерывное истечение газов было наиболее мощным, излучение, создаваемое непосредственно этим истечением, «заполняло» центральные части контуров.

В связи с этим истолкованием был сделан вывод (см. там же), что после максимума блеска внутри Новой не имеется обычного гидростатического равновесия и что, следовательно, имеются все основания считать, что конфигурация каждой Новой сразу же после максимума блеска определяется истечением вещества, ускоряемого в результате непрерывного (квазистационарного) энерговыделения вблизи поверхности белого карлика.

К сказанному примыкает и такой важный вопрос как вопрос отсутствия сравнительно устойчивых абсорбций, обусловленных внешними слоями сокращающейся фотосферы звезды после максимума блеска. Действительно, в это время блеск и температура у некоторых Новых меняются в течение достаточно продолжительных периодов времени сравнительно медленно. Иногда в течение нескольких дней, как например, у DQ Нег, указанные параметры остаются почти постоянными. Это означает, что и вычисляемый радиус фотосферы звезды R_p в такие периоды должен быть сравнительно постоянным. Соответственно, можно было бы ожидать наличия в спектре Новой каких-то более или менее *несмещенных* абсорбций. Однако имеющиеся наблюдения не подтверждают наличия таких абсорбций. Данный факт требует дальнейшего обсуждения.

В связи со всем сказанным выше, можно прийти к выводу, что максимум блеска, t_{\max} , у Новых является не простым «оптическим» моментом в эволюции взорвавшейся Новой звезды. Напротив, этот момент имеет большой физический смысл и разделяет две *совершенно различные* фазы в сложном процессе вспышки Новой. Особенно это проявляется для сравнительно быстрых Новых. Действительно, до момента t_{\max} мы имеем здесь, почти как правило, *одну* абсорбционную систему — предмаксимальный спектр, создаваемый фотосферой расширяющейся звезды. Вблизи момента максимума блеска эта система исчезает и мы очень скоро наблюдаем уже совершенно новую систему, главный спектр, создаваемый главной оболочкой. Кроме того, после максимума блеска мы имеем дело уже с совершенно *новыми* типами непрерывного истечения. Допустим даже, что перед максимумом блеска предмаксимальный спектр у «быстрой» Новой обусловлен непрерывным истечением газов из звезды (как в случае HR Del). Но и в этом случае

все виды непрерывного истечения газов из быстрых Новых после максимума блеска отличаются *радикально* от постулируемого нами непрерывного истечения газов до максимума блеска. Так, например, оказывается, что скорость газов, создающих диффузно-искровой спектр, сразу же после его появления (обычно через день-два после t_{\max} , а у V603 Aq1 через 6 часов) в несколько раз больше, чем скорость газов, образовавших предмаксимальный спектр звезды непосредственно перед t_{\max} . Далее, около момента максимума блеска в предмаксимальном спектре быстрых (и других) Новых почти отсутствует эмиссия. Вместе с тем появление диффузно-искрового абсорбционного спектра сразу же сопровождается весьма интенсивной эмиссией, связанной с линиями поглощения. Имеются и другие специфические свойства у диффузно-искрового спектра*, отличающие его от предмаксимального спектра. Еще большие различия существуют между орионовым спектром Новых и предмаксимальным спектром.

Примерно то же самое (с небольшими исключениями) можно сказать и о медленных Новых (таких как DQ Her) и даже в некоторой степени об очень медленных Новых, таких как HR Del.

Таким образом, наблюдения действительно свидетельствуют о том, что максимум блеска отделяет, и притом достаточно резко, весьма различные физические процессы выброса газов из Новых.

В связи со всем этим автор считает, что вспышка Новой звезды и сопровождающие ее явления около максимума блеска не могут быть описаны путем введения *одного только* изменения со временем мощности истечения газов из звезды. Максимум блеска и сопровождающие его явления свидетельствуют без сомнения о наличии каких-то *значительно более сложных* процессов внутри расширяющейся Новой, включающих, по-видимому, ее магнитные поля и другие факторы.

3. *О магнитных полях новых и новоподобных звезд.* Анализируя различные модели расширения новых звезд (Мустель, 1956, 1957, 1958), автор выдвинул гипотезу о том, что новые звезды обладают большими магнитными полями, по-видимому, дипольного характера. Эта гипотеза смогла объяснить такие детали в строении оболочек, выбрасываемых новыми звездами, как так называемые *полярные конденсации*, располагающиеся на концах более длинной оси вытянутой оболочки новых. А именно, автором (Мустель, 1956, 1958) было указано, что при взрыве звезды, обладающей дипольным магнитным полем, торможение магнитным полем плазмы, выбрасываемой

* Например то, что линии атомов нейтральных металлов в этом спектре (кроме линий $D_{1,2}$ Na I) практически отсутствуют,

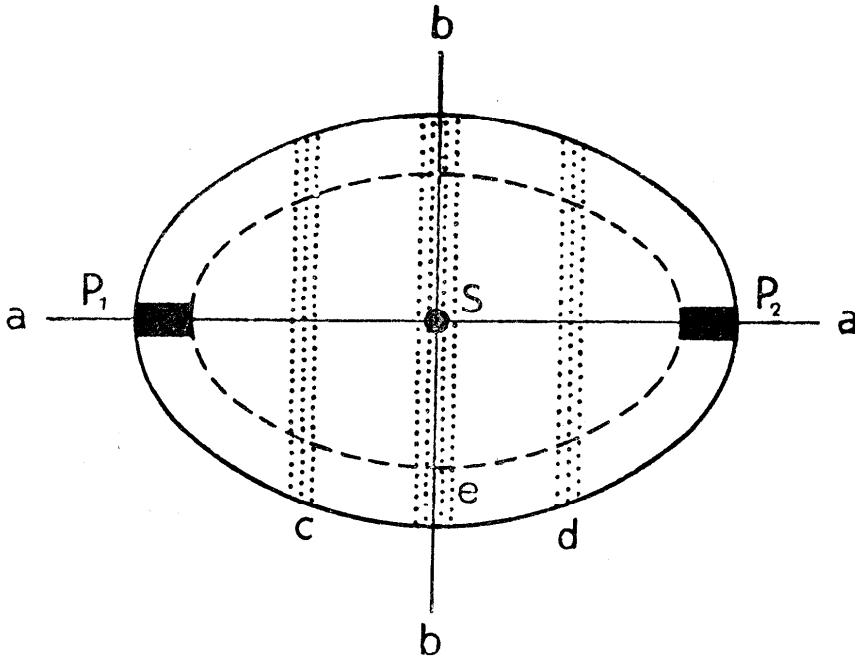
мой из звезды, должно быть наименьшим в области магнитных полюсов. Поэтому именно в этих направлениях мы можем ожидать появления в оболочках сравнительно плотных конденсаций. Этот же вопрос был обсужден более подробно с наблюдательной точки зрения в двух других статьях (Мустель и Боярчук, 1970; Архипова и Мустель, 1975). Наблюдения показывают, что указанные шапки—весьма небольшие газовые образования. Например, даже через 22 года после вспышки V 603 Aq1 одна из полярных шапок туманности вокруг звезды была практически *звездообразной* (см. рис. 4 в статье Мустеля и Боярчука, 1970). Другая (удаляющаяся) полярная конденсация была значительно слабее, но спектры туманности ясно показывали ее присутствие. Действительно, только при движении газов вдоль силовых линий поля непосредственно *вблизи* полярной оси звезды мы можем ожидать столь небольшие образования. Даже на весьма небольших угловых расстояниях от полярной оси расходимость силовых линий магнитного поля будет приводить к тому, что газы будут быстро расширяться в направлениях, перпендикулярных оси, и относительно скоро перестанут наблюдаться.

Имеется и другое важное свойство у оболочек-туманностей — относительно яркие «пояса», ось симметрии у которых проходит через «полярные шапки» оболочки. По-видимому, эта ось совпадает и с осью быстрого вращения Новой (см. далее).

Сообщение о наличии сильных магнитных полей у DQ Нег порядка 10^8 гаусс или более было опубликовано в 1974 г. в статьях (Сведлунд, Кемп и Уолстенкрофт, 1974; Кемп, Сведлунд и Уолстенкрофт, 1974). Этот вывод был сделан на основе изучения изменений круговой и линейной поляризации у указанной Новой с периодом $P = 71$ сек. Считается, что этот период является периодом вращения белого карлика, то есть периодом вращения самой Новой вокруг ее оси. Однако в обзоре Галлахера и Старрфилда (1976) указано, что максимальная величина найденной поляризации оценивается только на уровне 3σ . Поэтому требуются дальнейшие исследования данной проблемы. Следует здесь же подчеркнуть тот очень важный факт, что взрывающимся компонентом у Новых является белый карлик. Вместе с тем за последние годы у многих белых карликов были обнаружены весьма большие магнитные поля, вплоть до 10^8 гаусс или даже больше. Кроме того, в работе (Архипова и Мустель, 1975) автором было указано, каким путем оболочка, аккрецированная на белый карлик с другого спутника Новой, может приобретать в процессе аккреции его магнитное дипольное поле, см. фиг. 13 указанной работы (Архипова и Мустель, 1975).

Обнаружение совсем недавно большой круговой и линейной поляризации у таких «взрывных» звезд как AM Нег (Тапиа, 1977а), VV Pup

(Тапа, 19776), AN UMa (Кржемински и Серковски, 1977), является сильным, хотя и косвенным, подтверждением наличия большого магнитного поля у DQ Her (и как можно предполагать у других Новых). Действительно, указанные звезды «взрывного» типа являются так же как и Новые тесными двойными, одним из компонентов которых является белый карлик. Наличие одновременно заметной круговой и линейной поляризации приводит к выводу о том, что напряженность магнитных полей у указанных только что «взрывных» систем (точнее у их компонентов белых карликов) больше или равна 3×10^8 гаусс.



Фиг. 2. Иллюстрирует неоднородности в строении оболочки-туманности вокруг DQ Her. S —сама звезда, P_1 , P_2 —полярные конденсации. Центральная заштрихованная полоса ee —экваториальный «пояс», c , d —высокоширотные «пояса», сделавшиеся видимыми только через несколько десятков лет после вспышки Новой.

Мы указывали выше, что магнитные поля у Новых характеризуются дипольными магнитными полями. Однако, по-видимому, эти поля значительно сложнее. Рассмотрим вновь двойную систему DQ Her. Схематически модель оболочки этой звезды согласно Мустелю и Боярчуку (1970) представлена на фиг. 2. Здесь aa — «полярная» ось звезды, P_1 и P_2 — полярные конденсации. Кроме того, фотографии оболочек Новых обнаруживают присутствие так называемых «поясов», более ярких, чем общий фон излучения туманности. Эти пояса c , d , e на фиг. 2 распо-

лагаются обычно как вдоль самой «экваториальной» плоскости bb , так и на более высоких «широтах». У DQ Her экваториальный пояс, обусловленный, по-видимому, полосами [N II], 6548, 6584 Å, был довольно ярким, см. фиг. 2 работы (Мустель и Боярчук, 1970). Кроме того, на более позднем снимке туманности вокруг DQ Her, полученном в 1973 г., сделалась заметной еще пара высокоширотных поясов, см. фиг. 16 в работе (Уивер, 1974). В этой же работе установлено наличие интенсивного экваториального пояса в оболочке V 603 Aql и возможно высокоширотных поясов. Попытаемся связать различные свойства оболочки DQ Her со свойствами самой Новой:

1) Как мы уже говорили, имеются основания считать, что полярные конденсации P_1 , P_2 , располагающиеся на концах длинной оси aa оболочки, связаны с полярными областями дипольного магнитного поля Новой.

2) Имеются основания считать, что ось вращения звезды совпадает с ее полярной (магнитной) осью. Действительно, если бы эти оси не совпадали, то газы, выбрасываемые из полярных областей звезды, описывали бы в пространстве «конус» и полярные конденсации полностью отсутствовали бы. Кроме того, имеются все основания считать, что симметрия в расположении поясов c , d , e на фиг. 2 по отношению к «экваториальной» плоскости bb , перпендикулярной к осевой линии aa и проходящей через Новую, связана с вращением звезды (см. далее).

Из всего сказанного следует, что источником круговой и линейной поляризации от DQ Her *не могут* быть магнитные полярные области звезды. Напротив, указанные источники, или один источник, должны располагаться или на самом экваторе вращения белого карлика или недалеко от экватора. В этой связи следует отметить, что согласно (Анжел, Хинцен, Стриттматтер и Мартин, 1974), некоторые белые карлики имеют площадки на своей поверхности с сильным магнитным полем. А именно циклотронная частота здесь доходит до оптических частот, при этом наблюдается одновременно сильная круговая и линейная поляризация, что приводит к выводу о наличии в этих площадках магнитных полей с напряженностью H порядка 10^8 гаусс! Наличие таких площадок в приэкваториальной области новой звезды (при наличии у нее быстрого вращения) и может приводить к наблюдаемым эффектам строго периодических усилений круговой и линейной поляризации излучения от звезды. Разумеется, такие эффекты можно регистрировать в том случае, если звезда ориентирована так, что наблюдатель периодически видит источник «направленного» *поляризованного* излучения, выходящего из соответствующей площадки на вращающейся звезде.

Гипотеза о том, что источником периодически меняющейся интенсивности поляризованного излучения, наблюдаемого у определенных

звезд, являются их магнитные полюса (гипотеза наклонного ротатора), является в настоящее время более или менее общепринятой. Однако по сути дела эта гипотеза почти ничем не обоснована. Она «обеспечивает», например, у пульсаров только сравнительно беспрепятственный выход релятивистских частиц из области магнитных полюсов, но ни в коем случае не дает основания считать, что эти частицы генерируются именно в *полярных* областях. Уже пример DQ Her* указывает на то, что это может быть совсем не так.

В связи со сказанным обратимся к Солнцу. Как известно, области наиболее сильного магнитного поля на Солнце располагаются не на полюсах, а в активных областях, т. е. в областях, располагающихся недалеко от экватора вращения Солнца, совпадающего с его «магнитным» экватором. Далее, именно *активные области* Солнца являются наиболее интенсивным источником космических лучей. Так, исследования, выполненные Фаном, Пиком, Пайлом, Симпсоном и Смитом (1968), показали, что определенные активные области в их наиболее активной фазе, характеризующейся частым возникновением в них хромосферных вспышек, являются в течение космических оборотов Солнца мощным *непрерывным* источником космических лучей, усиление которых наблюдается через каждые 27 дней, то есть через каждый оборот Солнца.

Таким образом, вполне возможно, что структура магнитного поля у звезд, непрерывно генерирующих поляризованное излучение, является совершенно особой. В частности, эта структура благоприятствует образованию на поверхности звезд, вблизи экватора вращения (совпадающего с магнитным экватором) определенных «магнитных» площадок, генерирующих непрерывно поляризованное (синхротронное?) излучение.

Обсудим еще один сложный вопрос, а именно вопрос о происхождении в оболочках Новых «экваториальных» и высокоширотных «поясов», таких как пояса *c*, *d*, *e* на фиг. 2. В более ранних статьях автора (Мустель, 1956, 1958) было высказано предположение о том, что указанные образования обусловлены тем, что магнитные силовые линии Новой (по-видимому, совместно с вращением звезды) «фокусируют» в направлении определенных широт пучки непрерывного истечения газов, создающих диффузно-искровой и орионов спектры. Догоняя главную оболочку и вторгаясь в нее, соответствующие газовые конденсации могут создавать в ней пояса, параллельные экватору вращения звезды. Являются ли эти пояса просто более плотными областями оболочки или же областя-

* Если, конечно, наличие у нее сильного магнитного поля, а также наличие круговой и линейной поляризации подтвердятся.

ми, характеризующимися аномальным содержанием каких-то элементов, сказать трудно (см. Мустель и Боярчук, 1970). Последнее предположение не лишено основания, ибо у некоторых Новых конденсации, создававшие орионов спектр, характеризовались особенно сильными линиями O , N и, одновременно, отсутствием или слабостью водородных линий в этом спектре (Мак Лофлин, 1943).

Вполне возможно, что обсужденный нами механизм действительно играет некоторую роль в создании поясов типа поясов, представленных на фиг. 2. В пользу рассматриваемого предположения мог бы свидетельствовать тот факт, что у V 603 Aq1 вместо оболочки, вытянутой вдоль полярной оси, что имеет место в других случаях (см. фиг. 2), наблюдается очень мощный *экваториальный* пояс, характеризующийся аномально большим диаметром (см. Фан, Пик, Пайл, Симпсон и Смит, 1968). Это создает впечатление того, что этот пояс образовался в результате особенно мощного истечения газов из *экваториальных* частей звезды. И действительно, у V 603 Aq1 диффузно-искровой спектр, хотя и существовал сравнительно короткое время, но был очень интенсивным. И тем не менее, следует иметь в виду, что диффузно-искровой и орионов спектры наблюдаются в спектрах практически всех новых звезд, и притом с достаточно высокой интенсивностью. Это скорее свидетельствует о том, что в данном случае мы имеем дело со сравнительно высокой изотропностью истечения газов из Новых. Поэтому нельзя исключить и ту гипотезу, что обсуждаемые нами «экваториальные» пояса в оболочках Новых присутствуют на их поверхности уже *перед* вспышкой звезды и что их существование обусловлено той специфической структурой магнитного поля у Новых, о которой говорилось выше. Здесь мы опять-таки можем сослаться на Солнце, где одной из наиболее важных характеристик основных пятнообразовательных зон по обе стороны от экватора являются магнитные поля активных областей, содержащих магнитные поля солнечных пятен. Здесь же следует отметить, что кроме основных зон пятнообразования на Солнце, на высоких широтах имеются и две другие также симметрично расположенные по отношению к экватору зоны солнечной активности, связанные с протуберанцами и факелами (см. в этой связи «пояса» c , d на фиг. 2).

Таким образом вопрос о природе экваториального и высокоширотных «поясов» в оболочках новых звезд ждет своего дальнейшего обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Angel, J. R. P., Hintzen, P., Strittmatter P. A., Martin P. A., 1974, *Astrophys. J.*, **190**, L71.
- Антипова Л. И., 1977, *Астрон. журн.*, **54**, 68.
- Arhipova V. P., Mustel E. R., 1975, in *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symposium No. 67, p. 307.
- Beer A., 1973, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **97**, 231.
- Бычкова В. С., Бычков К. В., 1976, *Астрон. журн.*, **53**, 1196.
- Weaver H., 1974, *IAU Highlights*, No. 3, 509.
- Gallagher J. S., Starrfield S., 1978, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 16.
- Jones Spenser H., 1931, *Ann. Cape Obs.*, **10**, Part. 9.
- Kemp J. C., Swedlund J. B., Wolstencroft R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, L15.
- Krezeminski K. W., Serkowski K., 1977, *Astrophys. J.*, **216**, L 45.
- McLaughlin D. B., 1943, *Michigan Obs. Publ.*, **8**, No. 12.
- Мустель Э. Р., 1946, *Астрон. ж.*, **23**, 289.
- Мустель Э. Р., 1947, *Астрон. ж.*, **24**, 97, 155.
- Мустель Э. Р., 1949а, *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, **4**, 152.
- Мустель Э. Р., 1949б, *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, **4**, 23.
- Мустель Э. Р., 1949в, *Астрон. ж.*, **26**, 15.
- Мустель Э. Р., 1950, *Научн. сообщения ГАИШ*, № 41.
- Мустель Э. Р., 1956, *Астрон. ж.*, **33**, 182.
- Mustel E. R., 1957, in *Non-Stable Stars*, IAU Symposium No. 3, p. 57.
- Mustel E. R., 1970, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symposium No. 6, p. 183.
- Мустель Э. Р., 1962, *Астрон. ж.*, **39**, 185.
- Mustel E. R., 1977, in *Nova and Related Stars*, ed. M. Friedjung, Holland, p. 75.
- Mustel E. R., Boyarchuk A. A., 1970, *Astrophys. Space Sci.*, **6**, 183.
- Sayer A. R., 1935, *Harvard College Obs. Circular*, No. 406.
- Swedlund J. B., Kemp J. C., Wolstencroft R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, L11.
- Tapia S., 1977а, *Astrophys. J.*, **212**, L113.
- Tapia S., 1977б, *IAU Circular No.* 3054.
- Fan C. Y., Pick M., Pyle R., Simpson J. A., Smith D. R., 1968, *J. Geophys. Research*, **73**, 1555.
- Friedjung M., Malakpur I., 1973, *Astrophys. Space Sci.*, **25**, 433.

SOME PROBLEMS OF THE PHYSICS OF NOVAE

E. R. MUSTEL

Astronomical Council, Academy of Sciences, Moscow, USSR

1. *On the Formation Mechanisms of the Principal Envelope in Novae.* It has now become evident that the formation of the principal envelope in Novae occurs during the light maximum of star and that process goes on for several days. During this whole period the pre-maximum spectrum of the star is replaced by the principal spectrum which subsequently characterizes, over a period of several months, the main mass of gases ejected as a result of the explosion of Nova.

The problem of the formation mechanisms of the principal envelope has been discussed by a number of investigators and particularly by the writer (Mustel, 1957, 1932). In paper (Mustel, 1932) a critical analysis is made of the various mechanisms, set forth to interpret the replacement of the pre-maximum spectrum by the principal one. However, all of those mechanisms are complicated, including the last mechanism of the writer, postulating the significant role of energy particles generated in the above-photospheric region of Nova soon after the light maximum (t_{\max}).

On the other hand, new data have come to light that can help to throw light on the problem of the formation mechanism of the principal envelope. The point is that according to various estimates, the expansion velocity of the "photosphere" in Novae grows with time, and the *particularly rapid growth* of this velocity V_p is observed in the *latest period* of stellar expansion before the brightness maximum, about a day or two before the moment t_{\max} . Thus, for instance, in V603 Aql the value V_p during the last day before t_{\max} , was about twice as much as in the previous day (see Mustel, 1949a). Nearly the same picture was observed in DQ Her (see Beer, 1937). Relying on those data from DQ Her the writer found that in the last twenty-four hours preceding the light maximum (period 21 Dec—21,8 Dec), the velocity V_p in the star exceeded nearly twice the V_p of the preceding twenty-four hours (20 Dec—21 Dec). Now let us take up the still slower Nova RR Pic (see Jones, 1931). The star attained its first maximum on June 7, 1925. Estimates show (Mustel, 1946) that from June 6 to 7 the velocity V_p

came to about 250 *km/sec*, while between June 4 and 5 this value amounted to only 40 *km/sec*. It is to be noted that the first signs of the appearance of the principal spectrum in Nova manifested themselves soon after June 5! In most of the other Novae the temperature data before the light maximum are not quite reliable and therefore the estimates of V_p in such cases are equally unreliable. In general, the Novae seldom "are detected" earlier than twenty-four hours before t_{\max} . Yet observations of the anomalously slow Nova HR Del, for which luckily a great number of data were obtained, testify to the fact that the above regularity was specially distinctive, see Fig. 1 from paper of

Fig. 1. The figure shows that the radius of the "photosphere" R_p in HR Del remained the same on the average ($V_p = 0$) for a prolonged period of CD. Just before the light maximum — t_{\max} the velocity V_p increased sharply and a more displaced system II of the second principal spectrum came into being at once.

Antipova (1977). This figure indicates that a sharp maximum of the value of the photospheric radius R_p corresponded to the light maximum of the star and hence a sharp increase of the velocity V_p . A transformation of the pre-maximum spectrum I into the principal spectrum II started only when a sharp increase of R_p and V_p set in.

Thus the notion arises that the rate of energy generation in the inner subphotospheric layers increases just before the light maximum. As a result the velocity of gases on the photospheric level ($\tau = 1$) records a sharp increase. This can be accounted for either by the shock wave or the thermal wave spreading from within. It is the accelerated ("new") matter that forms the principal envelope.

In fact, according to estimates made in (Mustel, 1946) and supplemented by (Mustel, 1977), the velocity V_p , determining the expansion of the photosphere in Novae in the last day around the light maximum is *nearly equal* to the motion velocity of the *principal envelope* in the first moments of its formation.

The hypothesis of the shock wave has been discussed by the author earlier (see mechanism I in papers Mustel, 1949b, 1952, see also a discussion of the problem in paper of Bychkova and Bychkov, 1976). True, paper of Mustel (1952) dwells on the following complication of this mechanism: in a number of cases the system of absorptions of the principal spectrum continued to grow its (negative) displacement even after the disappearance of the pre-maximum spectrum. However, in recent years the great importance of the processes of the *continuous* outflow of gases from Novae, both before and after the light maximum, has been realized (see next section of the paper). It is these gases that, overtaking

the Nova principal envelope already in its formation, can impart it an appreciable acceleration. Such the processes have been discussed in paper (Mustel, 1950).

Thus it is quite possible that the shock or thermal waves, connected with a sharp intensification of the Nova expansion process just before the brightness maximum, do in fact play a key role in the formation of the principal envelope.

2. *On the Continuous Outflow of Gases from Novae.* At present several types of the continuous outflow of gases from Novae have been distinguished; one should have in mind the fact this can refer also to the outflow of gases in the form of isolated, sometimes, quite large, concentrations (see Antipova, 1977).

In view of the consecution in the development of the process of the Nova outburst, we start with the pre-maximum stage. The occurrence of the continuous outflow of gases from Nova prior to the light maximum becomes clearly evident from a study of the *slow* Novae. The conclusion on the continuous outflow of gases from the quite slow Nova HR Del was first made by Friedjung and Malakpur (1973). A wellgrounded argumentation concerning the continuous outflow of gases from the same HR Del star before the light maximum was offered in paper of Antipova (1977).

Following the light maximum the continuous outflow of gases from Novae is presented by their diffuse-enhanced and orion spectra (see McLaughlin, 1943). Those spectra usually originate after the star has "ejected" its principal envelope. The problem of the continuous outflow of gases from Nova after the t_{\max} , which produces diffuse-enhanced and orion spectra, was discussed from the physical standpoint in Mustel's paper (1946). This paper (notably its second part) draws the conclusion that the condensations originating the diffuse-enhanced spectrum, are ejected from surface "above-photospheric" layers of the shrinking Nova, while condensations producing the orion spectrum, are ejected from relatively inner "underphotospheric", unsteady layers of Nova. These concepts are in line with the fact (McLaughlin, 1943) that the orion spectrum in some Novae did not contain hydrogen lines. It is therefore natural to assume that gases originating the orion spectrum are ejected from layers close to the outer boundary of the main body of Nova—the white dwarf, where the thermonuclear and electromagnetic processes can play a key role. The role of radiation pressure is not excluded either.

The problem of the continuous outflow of gases from the inner layers of Nova drew the writer's attention to quite important changes in the form of the emission contours in the spectrum V603 Aql following

the light maximum; namely, during the secondary light minimums of the star those profiles displayed two bright maxima at their edges and a deep minimum between them while during the secondary light maxima this minimum was lacking (see Sayer, 1935). The writer of the present paper came to the conclusion (Mustel, 1949c) that those phenomena were due to the changing intensity of the continuous outflow of gases from the *underphotospheric* layers of Nova. During the secondary minima (increased temperature of the star) the continuous gas outflow, which produced the central parts of the profiles, slowed down and we could see only radiation (transformation of ultraviolet quanta) from the dense polar "caps" of the star's envelope, see next section of the paper, while during the secondary maxima (decreased temperature of the star), when the continuous outflow of gases was most powerful, the radiation resulting directly from this outflow "filled in" the central parts of the profiles.

This interpretation led us to the conclusion (*ibid.*) that usual hydrostatic equilibrium within Nova is missing following the light maximum, and therefore there is every reason to believe that the configuration of each Nova just after the light maximum is determined by the outflow of matter accelerated in consequence of the continuous (quasi-stationary) energy generation close to the surface of the white dwarf.

Bearing on the above is also the important problem of lack of comparatively stable absorptions, due to the outer layers of the shrinking photosphere of the star after the light maximum. In fact, at this time the brightness and temperature in some Novae change rather slowly during appreciably long periods of time. Sometimes, in a couple of days, such as in DQ Her, the said parametres remain nearly constant. This means that the estimated radius of the photosphere of star k_p in such periods must be also comparatively constant. Accordingly, the occurrence of some more or less *undisplaced* absorptions in the spectrum of Nova might be expected. However, the observations at hand do not confirm the occurrence of such absorptions. The matter requires further elaboration.

From what has been said above one can come to the conclusion that the light maximum, t_{\max} , in Novae is not a simple "optical" phenomenon in the evolution of the exploding Nova. On the contrary, this moment is of significant physical value and separates two quite different stages in the complicated process of the Nova outburst. This is manifest specially in comparatively fast Novae. In effect, to the moment of t_{\max} , we observe here, as a rule, *one* system of absorption—the pre-maximum spectrum, produced by the photosphere of the expanding star. As the moment of light maximum draws near, this system disappears and presently we observe a totally new system—the principal spectrum—

caused by the principal envelope. Besides, after the light maximum we have already to do with completely *new* types of continuous outflow. Let us assume even that before the light maximum, the pre-maximum spectrum in the "fast" Nova is due to the continuous outflow of gases from the star (as in the case of HR Del). But in this case too, all types of continuous outflow of gases from fast Novae after the light maximum *basically* differ from the continuous outflow of gases, we postulated prior to the light maximum. Thus, for instance, the velocity of gases producing a diffuse-enhanced spectrum proves to be, just after its appearance (usually a day or two after t_{\max} and in V603Aql in 6 hours) several times greater than the velocity of gases forming the pre-maximum spectrum of the star just before t_{\max} . Further, emission is nearly missing in the pre-maximum spectrum of fast (and other) Novae about the moment of the maximum. On the other hand the appearance of the diffuse-enhanced absorption spectrum is accompanied immediately by an extensive emission connected with the absorption lines. Other specific properties are also discernible in the diffuse-enhanced spectrum* differentiating it from the pre-maximum spectrum. Still greater is the variance between the orion spectrum of Novae and pre-maximum spectrum.

Nearly the same (with few exceptions) holds true for slow Novae (such as DQ Her) and even in some measure for the very slow Novae, such as HR Del.

Thus, the observations really attest that the light maximum separates, and quite distinctly at that, the very different physical processes of the ejection of gases from Novae.

In the light of the foregoing the writer believes that the outburst of the Nova and the phenomena accompanying it near the light maximum cannot be described only by the change during the time of the power of outflow of gases from the star. The light maximum and the accompanying phenomena testify unequivocally to the occurrence of some *considerably more complicated* processes within the expanding Nova, including seemingly its magnetic fields and other factors.

3. *On the Magnetic Fields of Novae and Nova-like Stars.* Analysing the various models of the expansion of Novae (Mustel, 1956, 1957, 1958) the writer has advanced a hypothesis to the effect that the Novae possess strong magnetic fields, presumably of a dipolar type. This hypothesis could account for such particulars in the structure of the envelopes, ejected by the Novae, as the so-called *polar condensations*,

* For instance, the fact that the lines of atoms of the neutral metals in this spectrum (except line $D_{1,2}$ NaI) is virtually lacking,

located at the edges of a longer axis of the elongated envelope of Novae. Namely the papers (Mustel, 1956, 1958), indicated that during the outburst of a star possessing a dipolar magnetic field, the deceleration of the star-ejected plasma by the magnetic field must be least in the region of the magnetic poles. That is why we can expect in those directions the appearance of comparatively dense condensations in the envelopes. This matter was discussed in greater detail from the observational point of view in two other papers (Mustel and Boyarchuk, 1970, Arhipova and Mustel, 1975). Observations show that the above caps are quite small gas formations. For instance, even 22 years after the outburst of V603 Aql, one of the polar caps of the nebula around the star was virtually star-like, see Fig. 4 in paper (Mustel and Boyarchuk, 1970). The other (receding) polar condensation was considerably weaker, but the nebula spectra clearly indicated its presence. In fact, such small formations are expected only in case when the gases move along lines of force near the polar axis of the star. Even at some quite small angular distances from the polar axis the divergence of lines of force of the magnetic field will result in the rapid expansion of the gases in directions perpendicular to the axis and will disappear from sight over a relatively short period.

The envelopes—nebulocities own one more important property—relatively bright “belts“, the symmetry axis which crosses the “polar caps“ of the envelope. Apparently this axis coincides also with that of the fast rotation of Nova, see further.

The report on the occurrence of strong magnetic fields in DQ Her of the order of 10^8 gauss and more, was published in 1974 in papers (Swedlund, Kemp and Wolstencroft, 1974; Kemp, Swedlund and Wolstencroft, 1974). This conclusion was based on a study of the changes of circular and linear polarization in the above-mentioned Nova with a period of $P = 71$ sec. This period is considered to be the rotation period of the white dwarf, i. e. the rotation period of Nova itself around the axis. However, the review (Gallagher and Starrfield, 1976) points out that the maximum value of the discovered polarization is estimated only at the level of 3σ . Therefore the problem calls for further investigations. It should properly be noted that the white dwarf is an exploding component in Novae. On the other hand, very strong magnetic fields, up to 10^8 gauss and more, have been discovered in most white dwarfs in recent years. In addition, the writer of paper (Arhipova and Mustel, 1975) showed the way the envelope, accreted to the white dwarf from another component of Nova, can acquire its magnetic dipole field during the accretion process (see Fig. 13 of the above paper of Arhipova and Mustel, 1975).

Quite recently the discovery of a large circular and linear polarization in such "exploding" stars as AM Her (Tapia, 1977a), VV Pup (Tapia, 1977b), AN UMa (Krezeminski and Serkowski, 1977) comes as a solid yet indirect confirmation of the occurrence of a strong magnetic field in DQ Her (and presumably in other Novae as well). Indeed, the foregoing "exploding" type stars are like the Novae, close double stars, a component of which is the white dwarf. The simultaneous occurrence of an appreciable circular and linear polarization leads one to the conclusion that the tension of magnetic fields in "exploding" systems, just referred to above (more precisely in their white dwarfs) is more than or equal to 3×10^8 gauss.

We noted above that the magnetic fields in Novae are characterized by dipolar magnetic fields. However, these fields seem to be considerably more complicated. Let us consider once more the double system of DQ Her. Schematically the model of the envelope of this star, according to Mustel and Boyarchuk (1970), is illustrated in Fig. 2. Here aa is

Fig. 2. Illustrates the unhomogeneities in the structure of the envelope-nebulosity around DQ Her. S is the star itself, P_1, P_2 are the polar condensations. The central shaded area ee is the equatorial "belt"; c, d are the highlatitude "belts" open to vision only several dozen years after the outburst of Nova.

the "polar" axis of the star, P_1 and P_2 are the polar condensations. Besides the photographs of Nova envelopes reveal the presence of the so-called "belts", brighter than the general background of nebula radiation. Those belts— c, d, e are located in Fig. 2 usually as along the "equatorial" plane bb itself, as well as in higher "latitudes". In DQ Her the equatorial belt, apparently due to the NII bands, 6548, 6584 Å, was rather bright, see Fig. 2 in paper (Mustel and Boyarchuk, 1970). Apart from this, another pair of high-latitude belts comes into sight in a later photograph of the nebula around DQ Her, obtained in 1973, see Fig. 16 in work (Weaver, 1974). The same paper establishes the occurrence of an intense equatorial belt in the envelope V603 Aql and possibly of the high-latitude belts. Let us correlate the various properties of the envelope of DQ Her to those of Nova itself.:

1) As noted above, there is reason to believe that the polar condensations P_1, P_2 , located at the edges of the long axis aa of the envelope, are connected with the polar regions of the dipolar magnetic field of Nova.

2) There is reason to believe that the rotation axis of the star coincides with the polar (magnetic) axis. In fact, if those axes failed to coincide, the gases ejected from the polar regions of the star, would mark a "cone" in space and the polar condensations would be lacking

completely. Besides, there is every reason to believe that the symmetry in the location of the belts, *c*, *d*, *e* in Fig. 2 in respect to the "equatorial" plane *bb*, perpendicular to the axial line *aa* and passing through Nova is connected with the rotation of the star, see further.

It follows from what has been said above that the magnetic polar regions of the star *cannot* serve as sources of the circular and linear polarization from DQ Her. On the contrary the said sources or one source, must be located either at the rotation equator itself of the white dwarf or not far from the equator. It should be noted a propos this that according to Angel, Hintzen, Strittmatter and Martin (1974) some white dwarfs possess areas with strong magnetic fields on their surface. That is to say the cyclotron frequency attains here the optical frequencies when strong circular and linear polarization is simultaneously observed. This leads us to the conclusion that magnetic fields with tension *H* of the order of 10^8 gauss are available in those areas! The presence of such areas in the near-equatorial region of the Nova (provided its rotation is quick) can produce the observed effects of strictly periodical intensifications of circular and linear polarization of radiation from the star. Naturally such effects can be recorded in case when the star is oriented in a way so as the observer can see periodically the source of "directed" polarized radiation, emitted from the corresponding area on the rotating star.

Currently there is some general consensus of opinion on the hypothesis that the magnetic poles (the hypothesis of inclined rotator) form the source of periodically changing intensity of polarized radiation, observed in certain stars. However, this hypothesis is, as a matter of fact, unfounded. For instance, it "secures" only a comparatively unhindered outlet of the relativistic particles in pulsars from the region of the magnetic poles, but in no way does it provide a basis for those particles to be considered as generated in *polar* regions themselves. The example of DQ Her* already points to the fact that this might not be quite the case.

In this connection let us turn to the Sun. It is commonly known that the regions with more distinct magnetic fields on the Sun are located not at the poles but in the active regions, i. e. in areas not distant from the rotation equator of the Sun, coinciding with its "magnetic" equator. Further, it is the *active regions* of the Sun that are the more intense sources of cosmic rays. Thus, investigations carried out by Fan, Pick, Pyle, Simpson and Smith (1968), show that certain active regions in their most active stage, characterized by a frequent occurrence of chro-

* Unless the presence of a strong magnetic field in it as well as circular and linear polarization are confirmed.

mospheric flares in them, form during a few rotations of the Sun a powerful *continuous* source of cosmic rays whose intensification is observed once every 27 days, i. e. after every rotation of the Sun.

It is therefore quite possible that the structure of the magnetic field in stars that generate continuous polarized radiation, is quite peculiar. In particular, this structure favours the formation of the rotation of certain "magnetic" areas, continuously generating polarized (synchrotron) radiation, on the surface of the star, near the equator (coinciding with the magnetic equator).

Let us handle another intricate matter: the problem of the origin of "equatorial" and "high-latitude" belts in the envelopes of Novae, such as the belts *c*, *d*, *e* in Fig. 2. In earlier papers (Mustel, 1956, 1958), the writer made the assumption that the above formations are due to the fact that the magnetic lines of force of Nova (seemingly together with the rotation of the star) "focus" in the direction of certain latitudes bundles of a continuous outflow of gases producing diffuse-enhanced and orion spectra. Overtaking the principal envelope and rushing into it, corresponding gas condensations can produce belts in it, parallel to the rotation equator of the star. It is hard to say whether those belts are merely denser regions of the envelope or regions characterized by an anomalous abundances of some elements (see Mustel and Boyarchuk, 1970). The latter assumption is not groundless for in some Novae condensations bringing about the orion spectra displayed markedly strong lines of O, N and at the same time, lack or weakness of hydrogen lines in the spectrum (McLaughlin, 1943).

It is quite possible that the mechanisms under review should in fact play some definite role in the origin of belts like those illustrated in Fig. 2. This assumption could be supported by the fact that a very powerful *equatorial* belt, characterized by an anomalously large diameter, (see Fan, Pick, Pyle, Simpson and Smith, 1968), is observed in V603 Aql instead of an envelope, extended along the polar axis, as is the case in other instances, see Fig. 2. This makes us believe that this belt was the outcome of a particularly intense ejection of gases from the *equatorial* parts of the star. And in fact, though the diffuse-enhanced spectrum was of comparatively short duration in V603 Aql, yet it was very intensive. Nevertheless, the fact must be taken into account that the diffuse-enhanced and orion spectra are to be seen virtually in the spectra of all the Novae with a very high strength at that. This testifies rather to the fact that in the given case we have to do with a comparatively high isotropicity of gas outflow from Novae. That is why one cannot exclude the hypothesis that the "equatorial" belts under consideration in the envelopes of Novae are available on their surface before the outburst

of the star and their existence is due to that specific structure of the magnetic field in Novae referred to above. Here once again we can make reference to the Sun, where one of the most important characteristics of the basic spot-forming zones on both sides of the equator are magnetic fields of active regions, containing magnetic fields of solar spots. It is to be noted at once that apart from the basic zones of spot-formation on the Sun, two other zones of solar activity, again symmetrically located in relation to the equator, are available in high latitudes; they are associated with the protuberances and torches, see in this connection the "belts" *c*, *d* in Fig. 2.

Thus the problem on the nature of the equatorial and high-latitude "belts" in the envelopes of Novae is awaiting its further elaboration.

REFERENCES

- Angel J. R. P., Hintzen P., Strittmatter P. A., Martin P. A., 1974, *Astrophys. J.*, **190**, L71.
- Antipova L. I., 1977, *Astron. Zh.*, **54**, 68.
- Arhipova V. P., Mustel E. R., 1975, in *Variable Stars and Stellar Evolution*, IAU Symposium No. 67, p. 307.
- Beer A., 1973, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **97**, 231.
- Bychkova V. S., Bychkov K. V., 1976, *Astron. Zh.*, **53**, 1196.
- Fan C. Y., Pick M., Pyle R., Simpson J. A., Smith D. R., 1968, *J. Geophys. Research*, **73**, 1555.
- Friedjung M., Malakpur I., 1973, *Astrophys. Space Sci.*, **25**, 433.
- Gallagher J. S., Starrfield S., 1978, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, Vol. 16.
- Jones Spenser H., 1931, *Ann. Cape Obs.*, **10**, Part 9.
- Kemp J. C., Swedlund J. B., Wolstencroft R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, L15.
- Krezeminski K. W., Serkowski K., 1977, *Astrophys. J.*, **216**, L45.
- McLaughlin D. B., 1943, *Michigan Obs. Publ.*, **8**, No. 12.
- Mustel E. R., 1946, *Astron. Zh.*, **23**, 289.
- Mustel E. R., 1947, *Astron. Zh.*, **24**, 97, 155.
- Mustel E. R., 1949a, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **4**, 152.
- Mustel E. R., 1949b, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **4**, 23.
- Mustel E. R., 1949c, *Astron. Zh.*, **26**, 15.
- Mustel E. R., 1950, *Nauchnie Soob. GAISH*, No. 41 (in Russian).
- Mustel E. R., 1956, *Astron. Zh.*, **33**, 182.
- Mustel E. R., 1957, in *Non-Stable Stars*, IAU Symposium No. 3, p. 57.
- Mustel E. R., 1962, *Astron. Zh.*, **39**, 185.
- Mustel E. R., 1970, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symposium No. 6, p. 183.
- Mustel E. R., 1977, in *Nova and Related Stars*, ed. M. Friedjung, Holland, p. 75.
- Mustel E. R., Boyarchuk A. A., 1970, *Astrophys. Space Sci.*, **6**, 183.
- Sayer A. R., 1935, *Harvard College Obs. Circular*, No. 406.
- Swedlund J. B., Kemp J. C., Wolstencroft R. D., 1974, *Astrophys. J.*, **193**, L11.
- Tapia S., 1977a, *Astrophys. J.*, **212**, L113.
- Tapia S., 1977b, *IAU Circular No. 3054*.
- Weaver H., 1974, *IAU Highlights*, No. 3, 509.

REMINISCENCES OF A REVOLUTIONARY PERIOD IN COSMOLOGY

JERZY NEYMAN

Statistical Laboratory, University of California, Berkeley, USA

1. *Prologue.* During the four decades of my life in California, the land of big telescopes, it was inevitable for me to become exposed to statistical problems of astronomy, which I found fascinating. Here it is a pleasure to acknowledge the inspiring contacts, first with C. D. Shane and somewhat later with N. U. Mayall, both at the Lick Observatory, of which Shane was then the Director. Beginning with 1952 (Neyman and Scott, 1952) there resulted a series of publications, usually co-authored by E. L. Scott, all concerned with galaxies and cosmology. Four of these papers (Neyman, Scott and Shane, 1953, 1954, 1956, Scott, Shane and Swenson, 1954) were co-authored by Shane and one was co-authored by Mayall (Lovasich, Mayall, Neyman and Scott, 1961). These two red-blooded astronomers contributed observational facts and taught us the then prevailing ideas, including some outstanding questions. Our role was limited to efforts to construct intelligible chance mechanisms embodying the ideas we learned and to develop statistical methodologies whereby the questions asked might be answered.

In due course, we became thoroughly involved in statistical studies of extragalactic astronomy. My most pleasant memories are connected with our effort to explain why the relative abundances of spiral and elliptical galaxies listed in the catalogue of Humason, Mayall and Sandage (1956) depends so strongly on distance. At short distances there were many spirals and relatively few ellipticals. On the other hand, in far-away clusters, the relationship was the reverse. The theory of the phenomenon (Neyman and Scott, 1961) involves the differences in the luminosity functions of galaxies of different types, etc. The numerical results, validating the theory and indicating an indirect support of the steady-state cosmology, are published by Neyman and Scott (1974).

Over the years, several radical changes in the views of astronomers occurred which appeared impressive. This is reflected in the Copernican Volume of the U. S. Academy of Sciences (The Heritage of Copernicus,

1974), which I helped to produce. In addition to commemorating the quinqucentennial of the birth of Copernicus, this volume was intended to illustrate the Copernican-type of intellectual revolutions in science that occurred in recent decades. The Copernican-type revolution is understood to mean the abandonment of widely held concepts, symbolized by the term "routine of thought", and their replacement by dramatically new conceptualizations. This occurs when one or more scientists notice that some observed phenomena undermine the prevailing routines of thought, when they see novel conceptualizations tending to explain all the known facts and when they have the courage to call for a reconstruction of the relevant domain of science. It is not easy for people to change their views and the completion of a Copernican-type revolution involves struggle.

The Copernican Volume contains four essays describing several recent revolutions in cosmology, some already "completed" and some still in progress. The latter are described in the essay by G. Burbidge and M. Burbidge (pp. 116—189), which I find informative and very interestingly written. Here, the struggle goes on, with the outcome still uncertain. The preceding essay, authored by Włodzimierz Zonn (pp. 95—114) describes the Copernican-type revolution in cosmology due to V. A. Ambartsumian. Here the struggle seems over; Ambartsumian's insight seems generally accepted.

In consequence, the arrival of an invitation to contribute to the Festschrift for V. A. Ambartsumian gave me a great pleasure. For a number of years now I have been reading some of his publications and find them most inspiring. The present paper, intended as a tribute to Ambartsumian, is filled with quotations. The purpose of these quotations is to illustrate the evolution of the thinking of astronomers, the evolution that followed the brilliant insight of V. A. Ambartsumian to the general effect that some galaxies must be exploding.

2. A Glance of Cosmology in the 1950's in the United States.

As is well-known, the opinions and interests of scholars in any particular domain of science can be very different. This includes cosmology. The purpose of the present section is to illustrate this variability as I observed it. In his article "The theoretical aspects of the nebulae redshifts", dedicated to the memory of Edwin P. Hubble, H. P. Robertson (1956) wrote:

Cosmology is, in the scientific usage of the term which has grown up within the past few decades, the study of the nature and general distribution in position and motion of the material and

energetic content of the visible Universe. Observations, which have been coming to a head over this period of time, have given rise to the notion that the distribution and motion of matter in any sufficiently large spatial region of this Universe are, by and large, intrinsically much the same as those in any other similar region, regardless of its position and orientation. This presumed uniformity in the large implies a certain form of a principle of relativity, sometimes called, appropriately enough, the "cosmological principle". Clearly, any approximation to the actual Universe as crude as this must be one in which the observed agglomeration of matter into stars and nebulae, and even into clusters of nebulae, is to be replaced by a *smeared-out substratum* which preserves only the uniformities common to all regions and thereby robs it of most of those individual characteristics which make the skies a delight and a challenge to poet and astronomer alike! Whether this smearing-out is done by replacing the nebulae by a uniform continuum of matter, or by idealized objects representing the average nebula in mass, luminosity, and size, or even by more complicated statistical distributions of nebulae, makes little difference for the theoretical relations I here develop. But for ease of translation into observational relations I adopt the middle way, that of assuming a statistically uniform distribution of "normal nebulae"; the *frills and furbelows* required to express individuality can readily be tacked onto this basic undergarment.

The study of this smeared-out distribution of nebulae, satisfying the cosmological principle in at least a statistical sense, is what I here refer to as "relativistic cosmology" (Emphasis added).

While the paper by Robertson was published in 1955, it was written in 1954. With its focus on the "smeared-out substratum" and the implied disregard for "frills and furbelows", it contrasts with the contemporary concerns of our contacts at the Lick Observatory. These concerns are reflected in the title of paper "Statistics of images of galaxies with particular reference to clustering" (Neyman, Scott and Shane, 1956), of paper "The expansion of clusters of galaxies" (Lovasich, Mayall, Neyman and Scott, 1961) and particularly of the review paper (Neyman, 1955). The essential point of this last investigation concerns a methodology of using counts of images of galaxies on photographic plates taken by different telescopes to verify the hypothesis that the Universe is expanding. The question is whether the details of these counts of images of galaxies represent Dr. Robertson's "frills and furbelows".

The perusal of the above literature, and of publications quoted therein, indicates that the 1950's are marked by an increased interest in the clustering of images of galaxies on the photographs of the sky and in the implications of these findings on what may be happening in the surrounding space. Also, photographs of individual galaxies, taken through large telescopes were used to gain an insight at the evolution of galaxies. The first steps were made by Edwin Hubble, who initiated a classification of galaxies according to their morphological types: ellipticals, spirals, irregulars, etc.

Hubble's work was continued by Allan Sandage who published a beautiful book *Hubbel's Atlas of Galaxies* (Sandage, 1961). The publication date is 1961, but the bulk of the very extensive work must have been done in the 1950's. The following quotations from the early pages of the *Atlas* illustrate the contemporary thinking of the American astronomers.

There is an almost one-to-one correspondence between the presence of dust and the presence of bright, blue O and B stars. Such stars are known to be very young... It is invariably the Irr, Sc, and SBc galaxies that contain these young stars... The presence of dust and highly resolved spiral arms goes hand in hand with other characteristics of the spiral arms. Whenever the arm system is tightly wound, as in Sa and early Sb galaxies, there is little or no resolution of the arms into stars, and there is very little dust. Star formation is not going on in these galaxies now; the dust has been used up; and the arms, which were loosely wound and highly branched in the Sc stage, have wound themselves tight against the periphery of the lens... (p. 5).

...The absolute visual magnitude of the brightest stars in E galaxies is about $M_v = -3.0$. The stars are red... E galaxies have no bright blue stars like those in the spiral arms of Sb, Sc, Irr, SBb, and SBc systems. There is also no optical evidence of dust... In any event, E galaxies represent an important stage in any theory of galaxies because conditions appear to be rather simple in them. They are old... No new stars are being formed. There is no dust (p. 8).

...So, today, the belief that evolution proceeds from the Sc through the Sb and Sa groups to the S0 does not negate the form in which the classification sequence is given from E through S0 to Sa, Sb, Sc, and Irr (p. 6).

3. *A Glance at Cosmology in the 1960's*. On the front page of his article in "The Heritage of Copernicus" (1974), already mentioned, Zonn produces a quote from the then recent report of the U. S. National Academy of Sciences (Astronomy and Astrophysics for the 1970's, 1972, pp. 3—4) as follows:

From the time of the ancient Greeks to the mid-twentieth century the Universe was conceived as an unchanging, or at best slowly changing, Cosmos of fixed stars. The first few decades of this century replaced this view a steadily expanding Universe of galaxies—each galaxy a majestic, slowly rotating collection of stars intertwined with dust and gases... The last decade of exciting discovery has added to that picture a general cosmic violence, exploding galaxies and quasars, an almost universal presence of high-energy particles and magnetic fields and events suggesting relativistic collapse...

Zonn's own comments are:

The report containing this passage was published in April 1972. Thus, the words "last decade" are likely to refer to the 1960s.

The astronomical literature is immense, and it is very difficult to be sure of the actual origin of any particular significant idea. Nevertheless the quotations given below do seem to indicate that the originator of the quasi-Copernican revolution connected with the explosions in the nuclei of galaxies may be the Soviet-Armenian astronomer, V. A. Ambartsumian. His basic paper hypothesizing explosions, not so much with reference to particular galaxies, but as an essential part of the mechanisms of the Universe was published in 1958.

The paper of 1958 in the above quote from Zonn is my reference (Ambartsumian, 1958). This is a close to 40-page article "On the Evolution of Galaxies", containing the description of the developments in Ambartsumian's thoughts and careful documentation. Very much contrary to the then prevailing beliefs, Ambartsumian's conclusion was that the explanation of a variety of observed phenomena requires the assumption that, at least in some cases, the nuclei of galaxies do not consist of accumulations of stars but represent continuous masses, the "protostars". Furthermore, Ambartsumian found it necessary to postulate that, from time to time, the protostars explode and that these explosions result in ejections of large masses of matter. In some cases, the ejection matter forms spiral arms around the mother galaxy, spiral arms marked by dust

and by bright blue young stars. In other cases, the ejected masses are very large and form a cluster of new galaxies, a cluster that is flying apart.

As spelled out in his paper (Ambartsumian, 1958) ideas on the explosions in the nuclei of galaxies, including ellipticals, originated from his studies in the late 1930's of groups of stars in our Galaxy. Specifically, at the time his attention was attracted by the groups of young stars O and B0, the groups that he called "associations". It appears that the relevance of the associations of young stars escaped the attention of many astronomers.

At the time of the Solvay Conference many extragalactic astronomers were well aware of violent events in certain galaxies. However the traditional explanation was that these events represent collisions of galaxies. As to the arms of spiral galaxies, there was a routine of thought established by the terminology used by Edwin Hubble, who initiated a classification of galaxies, see above. This routine consisted in the presumption that the evolution of galaxies goes in the direction: irregular → spirals → ellipticals, with the spiral arms gradually approaching the central body of the mass and, eventually sinking into it.

The discussion that followed the presentation of Ambartsumian's paper exhibited a very substantial skepticism of the then leaders in cosmology. For example, J. H. Oort expressed doubts as to whether there are "sufficiently compelling phenomena... to justify the adoption of such a revolutionary idea as the fission of galaxies", etc. However, Ambartsumian's arguments and mansided documentation made the attending scholars think and, there followed several important international developments focussing on two questions:

(1) Do at least some of the clusters of galaxies really explode? and

(2) If Ambartsumian is right in postulating explosions in the nuclei of galaxies, something of this sort must be visible on properly taken photographs of the sky; is there any such evidence?

As nicely described by Zonn in "The Heritage of Copernicus" (1974), efforts in the above two directions are reflected in the following happenings:

(i) In 1961, there was an international conference in Santa Barbara, California, especially given to instability of systems of galaxies (Conference on the Instability of Systems of Galaxies, 1961). My memory of the tone of the discussion is affected by the following question: "Is NGC 7320 a physical member of the Stephan's Quintet, or is it a foreground object? If the former, then, in the words of Dr. Margaret Burbidge, "It is literally exploding away from the other members" and the explanation "falls outside conventional ideas on the dynamics of systems of galaxies".

(ii) Between 1932 and 1938, B. A. Vorontsov-Velyaminov *et al.* published four volumes of an extensive Morphological Catalogue of Galaxies (Vorontsov-Velyaminov *et al.*, 1932–1938) based on the Palomar Observatory Sky Atlas (National Geographic Society—Palomar Observatory Sky Atlas).

(iii) In 1963, C. R. Lynds and A. R. Sandage published their paper (Lynds and Sandage, 1963) under the telling title “Evidence of an explosion in the center of the galaxy M82”.

(iv) In 1936, there appeared a most interesting *Atlas of Peculiar Galaxies*, prepared by Halton Arp (Arp, 1936). The illustrated “peculiarities” are of a variety of kinds. They include explosive formations of pairs and also luminous jets streaming from galaxies. For the latter, Vorontsov-Velyaminov coined a very appropriate description: mouse tails.

Evidence in favor of the Ambartsumian Hypothesis is now overwhelming.

My hearty congratulations to Professor V. A. Ambartsumian, the Copernican Revolutionary, and my best wishes for his continuing success in the study of Nature!

REFERENCES

- Ambartsumian V. A.*, 1958, in *La Structure et L'Evolution de l'Univers*, ed. R. Stoops, Inst. Intern. Phys. Solvay, Brussels, p. 241.
- Arp H.*, 1966, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- Astronomy and Astrophysics for the 1970's*, Report of the Astronomy Survey Committee, National Academy of Sciences, Washington, 1972, Vol. 1.
- Conference on the Instability of Systems of Galaxies*, *Astron. J.*, ed. J. Neyman, T. Page and E. L. Scott, **66**, 1961, pp. 533–636.
- Humason M. L., Mayall N. U., Sandage A. R.*, 1956, *Astron. J.*, **61**, 97.
- Lovasich J. L., Mayall N. U., Neyman J., Scott E. L.*, 1961, in *Proc. Fourth Berkeley Symp. Math. Stat. Prob.*, ed. J. Neyman, University of California Press, Berkeley, **3**, 187.
- Lynds C. R., Sandage A. R.*, 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 1005.
- National Geographic Society—Palomar Observatory Sky Atlas*, 1954, and continuing.
- Neyman J.*, 1955, *Ann. Inst. Henri Poincaré*, **14**, 201.
- Neyman J., Scott E. L.*, 1952, *Astrophys. J.*, **116**, 144.
- Neyman J., Scott E. L.*, 1961, in *Proc. Fourth Berkeley Symp. Math. Stat. Prob.*, ed. J. Neyman, University of California Press, Berkeley, **3**, 261.
- Neyman J., Scott E. L.*, 1974, in *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, ed. M. S. Longair, Reidel, Dordrecht, p. 129.
- Neyman J., Scott E. L., Shane C. D.*, 1953, *Astrophys. J.*, **117**, 92.
- Neyman J., Scott E. L., Shane C. D.*, 1954, *Astrophys. J.*, Suppl. **1**, 269.
- Neyman J., Scott E. L., Shane C. D.*, 1956, in *Proc. Third Berkeley Symp. Math. Stat. Prob.*, ed. J. Neyman, University of California Press, Berkeley, **3**, 75.
- Robertson H. P.*, 1956, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **67**, 82.

- Sandage A.*, 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies*, The Carnegie Institution of Washington, Washington,
- Scott E. L., Shane C. D., Swanson M. D.*, 1954, *Astrophys. J.*, **119**, 91.
- The Heritage of Copernicus*, 1974, The Copernican Volume of the National Academy of Sciences, ed. J. Neyman, MIT Press, Cambridge, Mass.
- Vorontsov-Velyaminov B. A. et al.*, *Morphological Catalogue of Galaxies*, Four volumes, University of Moscow, USSR, 1962—1968.

ВОСПОМИНАНИЯ О РЕВОЛЮЦИОННОМ ПЕРИОДЕ В КОСМОЛОГИИ

ДЖФРЗИ НЕЙМАН

Статистическая лаборатория, Калифорнийский университет, Беркли, США

1. *Пролог.* В течение четырех десятилетий моей жизни в Калифорнии, в стране больших телескопов, мне пришлось познакомиться со статистическими проблемами астрономии, которые я нашел очаровательными. Здесь мне приятно вспомнить вдохновляющие контакты сначала с Шейном, а несколько позже с Мейоллом, оба из Ликской обсерватории, где Шейн был тогда директором. Начиная с 1952 г. (Нейман и Скотт, 1952), они привели к серии публикаций, относящихся к галактикам и космологии, обычно в соавторстве с Е. А. Скотт. Четыре из этих статей (Нейман, Скотт и Шейн, 1953, 1954, 1956; Скотт, Шейн и Свенсон, 1954) были выполнены в соавторстве с Шейном и одна с Мейоллом (Ловасич, Мейолл, Нейман и Скотт, 1961). Эти два энергичных астронома вносили наблюдательные факты и знакомили нас с распространенными тогда идеями, включая несколько неразрешенных вопросов. Наша роль ограничивалась попытками конструировать разумные вероятные механизмы, воплощающие эти идеи, и развить статистические методологии, с помощью которых можно было найти ответы на поставленные вопросы.

Постепенно мы были основательно вовлечены в статистические исследования по внегалактической астрономии. Мои самые приятные воспоминания связаны с нашим усилием объяснить, почему относительное содержание спиральных и эллиптических галактик, внесенных в каталог Хьюмасаона, Мейолла и Сандейджа (1956), так сильно зависит от расстояния. На малых расстояниях было много спиральных и сравнительно мало эллиптических галактик. С другой стороны, в далеких скоплениях соотношение было обратное. Теория этого явления (Нейман и Скотт, 1961) включает в себя различия в функциях светимости галактик разных типов и т. д. Численные результаты, подтверждающие теорию и указывающие на косвенную поддержку стационарной космологии, опубликованы в статье Неймана и Скотт (1974).

Спустя несколько лет имели место некоторые радикальные изменения во взглядах астрономов, которые произвели глубокое впечатление. Этот факт отражен в Коперникианском томе, опубликованном Национальной академией наук США (Наследие Коперника, 1974), с моей помощью. Кроме того, что этот том ознаменовал 500-летие со дня рождения Коперника, он был предназначен для иллюстрации интеллектуальных революций в науке, типа коперникианской, которые имели место в последние десятилетия. Под революцией коперникианского типа подразумевается отказ от широко принятых идей, символизируемых термином «рутина мысли», и замена их совершенно новыми понятиями. Это имеет место тогда, когда один или больше ученых замечают, что некоторые наблюдаемые явления подрывают распространенные шаблоны мысли, когда они видят новые концепции, стремящиеся объяснить все известные факты, и когда они осмеливаются требовать перестройки соответствующей области науки. Не легко людям изменить свои взгляды, и завершение революции коперникианского типа включает в себя и борьбу.

Коперникианский том состоит из четырех очерков, описывающих несколько последних революций в космологии, либо уже «завершенных», либо еще находящихся в развитии. Последние описываются в очерке Г. Бербиджа и М. Бербидж (стр. 116—189), который, по моему мнению, содержит богатую информацию и написан очень интересно. Здесь борьба продолжается и исход пока неопределен. Предыдущий очерк, написанный Владимиром Зонном (стр. 95—114), описывает революцию в космологии коперникианского типа, обязанную Амбарцумяну. Здесь борьба кажется законченной: идея Амбарцумяна кажется общепринятой.

Вот почему получение приглашения принять участие в создании сборника, посвященного юбилею Амбарцумяна, доставило мне большое удовольствие. Уже много лет я читаю некоторые его работы, которые нахожу крайне вдохновляющими. Настоящая статья, имеющая цель преподнести дань Амбарцумяну, полна цитатами. Цель этих цитат иллюстрировать эволюцию мышления астрономов, эволюцию, которая последовала за блестящей идеей Амбарцумяна, общая сущность которой заключается в том, что некоторые галактики должны быть взрывающимися.

2. *Взгляд на космологию 1950-ых годов в Соединенных Штатах.* Как хорошо известно, мнение и интересы ученых, в любой отдельной области науки, могут быть очень разными. Это относится и к космологии. Целью настоящего раздела является иллюстрировать это разнообразие, как я его наблюдал. В своей статье «Теоретические аспекты крас-

ных смещений туманностей», посвященной памяти Эдвина П. Хаббла, Х. П. Робертсон (1956) писал:

Космология, в научном применении термина, который развился в течение последних нескольких десятилетий, является изучением характера и общего распределения, в положении и движении, материального и энергетического содержания видимой Вселенной. Наблюдения, которые проводились в продолжение этого периода времени, привели к представлению о том, что распределение и движение материи в любой, достаточно большой, пространственной области этой Вселенной, вообще говоря, существенно одинаковы с этими величинами в любой другой подобной области, независимо от ее расположения и ориентации. Эта предполагаемая однородность в большом масштабе подразумевает определенную форму принципа относительности, иногда довольно подходяще называемого «космологическим принципом». Очевидно, что любое приближение к реальной Вселенной настолько грубое, насколько оно должно быть в приближении, в котором наблюдаемое скопление материи в звезды и туманности и даже в скопления туманностей должно быть заменено *сглаженным основанием* (подчеркнуто мною — *Дж. Н.*), которое сохраняет однородность, общую для всех областей, и тем самым лишает его большинства тех индивидуальных качеств, которые делают небо предметом восторга и вызова, как для поэта, так и для астронома! Сделано ли это сглаживание заменой туманностей однородным континуумом материи, или идеализированными объектами, представляющими среднюю, по массе, светимости и размерам, туманность, или даже более сложными статистическими распределениями туманностей, не имеет существенного значения для теоретических отношений, развиваемых мною здесь. Но для упрощения их переноса на наблюдательные отношения я выбираю средний путь, допуская статистически однообразное распределение «нормальных туманностей»; *украшения и наряды* (подчеркнуто мною — *Дж. Н.*), требуемые для выражения индивидуальности, могут легко быть добавлены к основной пододежде.

Изучение этого сглаженного распределения туманностей, удовлетворяющего космологическому принципу, по крайней мере, в статистическом смысле, является тем, что я называю здесь «релятивистской космологией».

Хотя статья Робертсона была напечатана в 1955 году, она была написана в 1954 году. Уделяя основное внимание «сглаженному основанию» и заметно пренебрегая «украшениями и нарядами», она находит-

ся в противоречии с современными интересами, возникшими во время наших контактов в Ликской обсерватории. Эти интересы отражены в заглавии статьи «Статистика изображений галактик с особым обращением к скучиванию» (Нейман, Скотт и Шейн, 1956), статьи «Расширение скоплений галактик» (Ловасич, Мейолл, Нейман и Скотт, 1961) и в особенности обзорной статьи «О теории вероятности скоплений галактик и проверка гипотезы о расширении Вселенной» (Нейман, 1955). Существенный момент этого последнего исследования относится к методологии использования подсчетов изображений галактик на фотографических пластинах, полученных на разных телескопах, для проверки гипотезы о том, что Вселенная расширяется. Вопрос состоит в том, представляют ли детали этих подсчетов изображений галактик «украшения и наряды» доктора Робертсона.

Рассмотрение упомянутой литературы и публикаций, цитированных в ней, указывает, что 1950-ые годы характеризуются возросшим интересом к тенденции скучивания изображений галактик на фотографиях неба и к предположениям о значении этих данных относительно того, что может происходить в окружающем пространстве. Более того, были использованы также фотографии отдельных галактик, полученные с помощью больших телескопов, для достижения понимания эволюции галактик. Первые шаги были сделаны Эдвином Хабблом, положившим начало классификации галактик по их морфологическим типам: эллиптические, спиральные, иррегулярные и т. д.

Работа Хаббла была продолжена Алланом Сандейджем, который опубликовал прекрасную книгу *Атлас галактик Хаббла* (Сандейдж, 1961). Датой издания этого атласа является 1961 г., однако большая часть очень обширной работы вероятно была выполнена в 1950-ых годах. Следующие цитаты из первых страниц *Атласа* иллюстрируют современное мышление американских астрономов.

Существует почти полное соответствие между присутствием пыли и присутствием ярких синих O и B звезд. Такие звезды известны как очень молодые... Именно Iгг, Sc и SBc галактики неизменно содержат эти молодые звезды... Присутствие пыли и сильно разрешенных спиральных рукавов идет рука об руку с другими характеристиками спиральных рукавов. Каждый раз, когда система рукавов сильно наматывается, как в галактиках Sa и ранних Sb, разрешение рукавов в звезды незначительно или совсем отсутствует и имеется очень мало пыли. В настоящее время в этих галактиках не происходит образование звезд, пыль полностью израсходована, и рукава, которые свободно наматывались и сильно разветвлялись, в Sc стадий сильно намотаны на периферии линз... (стр. 5).

Абсолютная видимая величина ярчайших звезд в E галактиках равна около $M_v = -3.0$. Звезды являются красными... E галактики не имеют ярких звезд, подобных тем, которые имеются в спиральных рукавах Sb, Sc, Irr, SBb и SBc систем. Не имеется также никакого оптического свидетельства о присутствии пыли... В любом случае, E галактики представляют собой важную стадию в любой теории галактик, потому что существующие в них условия кажутся довольно простыми. Они являются старыми... Новые звезды не образуются. Нет в них пыли... (стр. 8).

...Таким образом, сегодня убеждение в том, что эволюция происходит от Sc через Sb и Sa группы к S0, не отвергает схему, в которой классификационная последовательность дается от E через So к Sa, Sb, Sc и Irr (стр. 6).

3. *Взгляд на космологию в 1960-ых годах.* На первой странице своей, уже отмеченной статьи в книге «Наследие Коперника» (1974) Зонн приводит следующую цитату из тогда недавно опубликованного доклада Национальной академии наук США (Астрономия и астрофизика в 1970-ых годах, 1972, стр. 3—4):

Со времен древних греков до середины двадцатого века Вселенная представлялась неизменной или, в лучшем случае, медленно изменяющейся, космосом неподвижных звезд. Первые несколько десятилетий этого века заменили это представление представлением о равномерно расширяющейся Вселенной галактик — каждая галактика — величественная, медленно вращающаяся совокупность звезд, смешанная с пылью и газами... Последняя декада волнующего открытия добавила к этой картине общее космическое неистовство, взрывающиеся галактики и квазары, почти универсальное присутствие частиц высоких энергий и магнитных полей и событий, допускающих релятивистский коллапс...

Личные комментарии Зонна следующие:

Сообщение, описывающее это происшествие, было опубликовано в апреле 1972 года. Таким образом, слова «последнее десятилетие» скорее всего относятся к 1960-ым годам.

Астрономическая литература обширна, и очень трудно быть уверенным в действительном происхождении какой-нибудь особо важной идеи. Тем не менее, цитаты, приведенные ниже, кажется, указывают, что автором квази-коперниканской революции, связанной со взрывами в ядрах галактик, может быть советский ар-

мянский астроном В. А. Амбарцумян. Его основная статья о гипотезе взрывов, не столько относительно отдельных галактик, но как существенной части механизмов Вселенной, была опубликована в 1958 году.

Статья 1958 г. в приведенной выше цитате Зонна является моей ссылкой на работу Амбарцумяна (1958). Эта статья почти из сорока страниц «Об эволюции галактик» содержит описание развития взглядов Амбарцумяна и тщательную документацию проблемы. Совершенно противоположно доминирующим тогда убеждениям, вывод Амбарцумяна заключался в том, что для объяснения разнообразия наблюдаемых явлений требуется допущение, что по крайней мере в некоторых случаях ядра галактик не состоят из сгущений звезд, а представляют собой непрерывные массы, «протозвезды». Кроме того, Амбарцумян нашел необходимым постулировать, что время от времени протозвезды взрываются и что эти взрывы приводят к выбросам больших масс материи. В некоторых случаях выброшенная материя формирует спиральные рукава вокруг материнской галактики, спиральные рукава, отсеченные пылью и яркими синими молодыми звездами. В других случаях выброшенные массы очень большие и формируют скопления новых галактик, которые вылетают в сторону.

Как отмечено в статье Амбарцумяна (1958), его идеи о взрывах в ядрах галактик, включая эллиптические, зародились в конце 1930-ых годов из его исследований групп звезд в нашей Галактике. Характерно, что в то время его внимание привлекли группы молодых O и B0 звезд, которые он назвал «ассоциациями». Кажется, что существование ассоциаций молодых звезд избежало внимания многих астрономов.

Во время Солвейской конференции многие астрономы, занимающиеся внегалактической астрономией, хорошо отдавали себе отчет в неистовых событиях в некоторых галактиках. Однако, по традиционному объяснению, эти явления представляли собой столкновения галактик. Что касается рукавов спиральных галактик, то существовал определенный порядок мышления, установленный терминологией, использованной Эдвином Хабблом, положившим начало классификации галактик (см. выше). Этот порядок заключался в предположении, что эволюция галактик происходит в следующем направлении: иррегулярные → спиральные → эллиптические, со спиральными рукавами, постепенно приближающимися к центральному телу массы и окончательно погружающимися в него.

Дискуссия, которая последовала за представлением доклада Амбарцумяна, выявила существенный скептицизм тогдашних лидеров космологии. Например, Оорт выразил сомнения относительно того, суще-

ствуют ли «достаточно неопределимые явления... чтобы оправдать принятие такой революционной идеи, как деление галактик» и т. д.

Однако аргументы и многосторонняя документация Амбарцумяна заставили присутствующих ученых задуматься, и последовало несколько важных международных обсуждений, сосредоточенных на двух вопросах:

1) Взрываются ли в действительности, по крайней мере, некоторые скопления галактик? и

2) Если Амбарцумян прав, постулируя взрывы в ядрах галактик, то что-нибудь в этом роде должно быть видимо на тщательно снятых фотографиях неба; имеются ли такие свидетельства?

Как хорошо описано Зонном в «Наследии Коперника» (1974), поиски в вышеуказанных двух направлениях отражены в следующих событиях:

а) В 1961 г. состоялась международная конференция в Санта Барбара, в Калифорнии, специально посвященная нестационарности систем галактик (Конференция нестационарности систем галактик, 1961). В моей памяти общая атмосфера дискуссии была заражена следующим вопросом: «является ли NGC 7320 физическим членом Квинтета Стефана, или она является объектом фона?» Если верно первое допущение, то тогда, по словам доктора Маргарет Бербидж, «она буквально отлетает, в результате взрыва, от остальных членов» и это объяснение «выходит за рамки принятых идей о динамике систем галактик».

б) В период 1962—1968 гг. Воронцов-Вельяминов и другие опубликовали четыре тома обширного Морфологического каталога галактик (Воронцов-Вельяминов и др., 1962—1968), основанного на Атласе неба Паломарской обсерватории (Национальное Географическое общество—Атлас неба Паломарской обсерватории).

в) В 1963 г. Линдс и Сандейдж опубликовали свою статью (Линдс и Сандейдж, 1963) под многозначительным заглавием «Свидетельство об одном взрыве в центре галактики M 82».

г) В 1966 г. появился наиболее интересный *Атлас пекулярных галактик*, подготовленный Галтоном Арпом (Арп, 1966). Иллюстрированные «особенности» очень разнородны. Они включают взрывающиеся формации пар, а также светящиеся струи, выходящие из галактик. Для последних Воронцов-Вельяминов сочинил очень подходящий термин: мышинные хвосты.

Свидетельства в пользу гипотезы Амбарцумяна в настоящее время несметны. Мои сердечные поздравления проф. Амбарцумяну, коперниканскому революционеру, и мои наилучшие пожелания новых успехов в изучении природы!

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Амбарцумян В. А., 1958, Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, **11**, 9 = in *La structure et l'évolution de l'univers*, Bruxelles, ed. Stoops, p. 241.
- Arp H., 1966, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- Astronomy and Astrophysics for the 1970's*, Report of the Astronomy Survey Committee, National Academy of Sciences, Washington, 1972, Vol. 1.
- Воронцов-Вельяминов Б. А. и др., 1962—1968, Морфологический каталог галактик, четыре тома. Московский университет, Москва.
- Conference on the Instability of Systems of Galaxies*, *Astron. J.*, ed. J. Neyman, T. Page and E. L. Scott, **66**, 1961, pp. 533—636.
- Lovasich J. L., Mayall N. U., Neyman J., Scott E. L., 1961, in *Proc. Fourth Berkeley Symp. Math. Stat. Prob.*, ed. J. Neyman, University of California Press, Berkeley, **3**, 187.
- Lynds C. R., Sandage A. R., 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 1005.
- National Geographic Society—Palomar Observatory Sky Atlas*. 1954, and continuing.
- Neyman J., 1955, *Ann. Inst. Henri Poincaré*, **14**, 201.
- Neyman J., Scott E. L., 1952, *Astrophys. J.*, **116**, 144.
- Neyman J., Scott E. L., 1961, in *Proc. Fourth Berkeley Symp. Math. Stat. Prob.*, ed. J. Neyman, University of California Press, Berkeley, **3**, 261.
- Neyman J., Scott E. L., 1974, in *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data*, ed. M. S. Longair, Reidel, Dordrecht, p. 129.
- Neyman J., Scott E. L., Shane C. D., 1953, *Astrophys. J.*, **117**, 92.
- Neyman J., Scott E. L., Shane C. D., 1954, *Astrophys. J.*, Suppl. **1**, 269.
- Neyman J., Scott E. L., Shane C. D., 1956, in *Proc. Third Berkeley Symp. Math. Stat. Prob.*, ed. J. Neyman, University of California Press, Berkeley, **3**, 75.
- Robertson H. P., 1956, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **67**, 82.
- Sandage A., 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies*, The Carnegie Institution of Washington, Washington.
- Scott E. L., Shane C. D., Swanson M. D., 1954, *Astrophys. J.*, **119**, 91.
- The Heritage of Copernicus*, 1974, The Copernican Volume of the National Academy of Sciences, ed. J. Neyman, MIT Press, Cambridge, Mass.
- Humason M. L., Mayall N. U., Sandage A. R., 1956, *Astron. J.*, **61**, 97.

SPECULATIONS ON THE ORIGIN OF THE CHAIN A OF HIGH-VELOCITY CLOUDS

J. H. OORT

Leiden Observatory, The Netherlands

1. *Structure and Internal Motions.* Cloud A is one of the first high-velocity clouds discovered (Muller, Oort and Raimond, 1933; Hulsbosch and Raimond, 1936). An early description has been given by Hulsbosch (1938). Its average radial velocity relative to the local standard of rest, v_{lsr} , is -175 km/sec . It has a strongly elongated shape, with a total length of 31° and a width of about 2° , the centre is at $l = 146^\circ$, $b = +33^\circ$. Higher-resolution observations show that it consists of a chain of discrete clouds, usually, but not always, connected by bridges of thinner gas. Hulsbosch (1975) lists 13 concentrations, which in the following will be denoted by A1—A13, in approximate order of increasing longitude. The general structure is shown in Figure 1, which is also from Hulsbosch (1975). A great amount of detail structure may be seen in the maps by Giovanelli, Verschuur and Cram (1973), made with a $10'$ beam (Figure 2). The structure is exceedingly clumpy. More detail on the individual components may be seen in their Figures 4—6. Remarkable are the erratic velocity jumps between adjacent clouds.

Two important characteristics, which seem to be common to all high-velocity clouds—and which are shared by the clouds of intermediate velocity (from, say, 30 to 80 km/sec)—are the large widths of their velocity profiles, and the occurrence of, sometimes numerous, small condensations embedded in the clouds. For the various components of Chain A the half-widths range from 16 to 36 km/sec , 80% lying between 22 and 28 km/sec . The average of 25 km/sec is fairly representative for high-velocity clouds in general. The phenomenon of the condensations in high-velocity clouds has been discussed by various authors; full references may be found in Hulsbosch (1979). Core diameters are of the order of $5'$, some may be considerably smaller; their measured velocity half-widths are about 5 km/sec . Figure 3, which represents HVC $132 + 23 - 211^*$, the

* High-velocity clouds are denoted by their galactic coordinates followed by the velocity in km/sec .

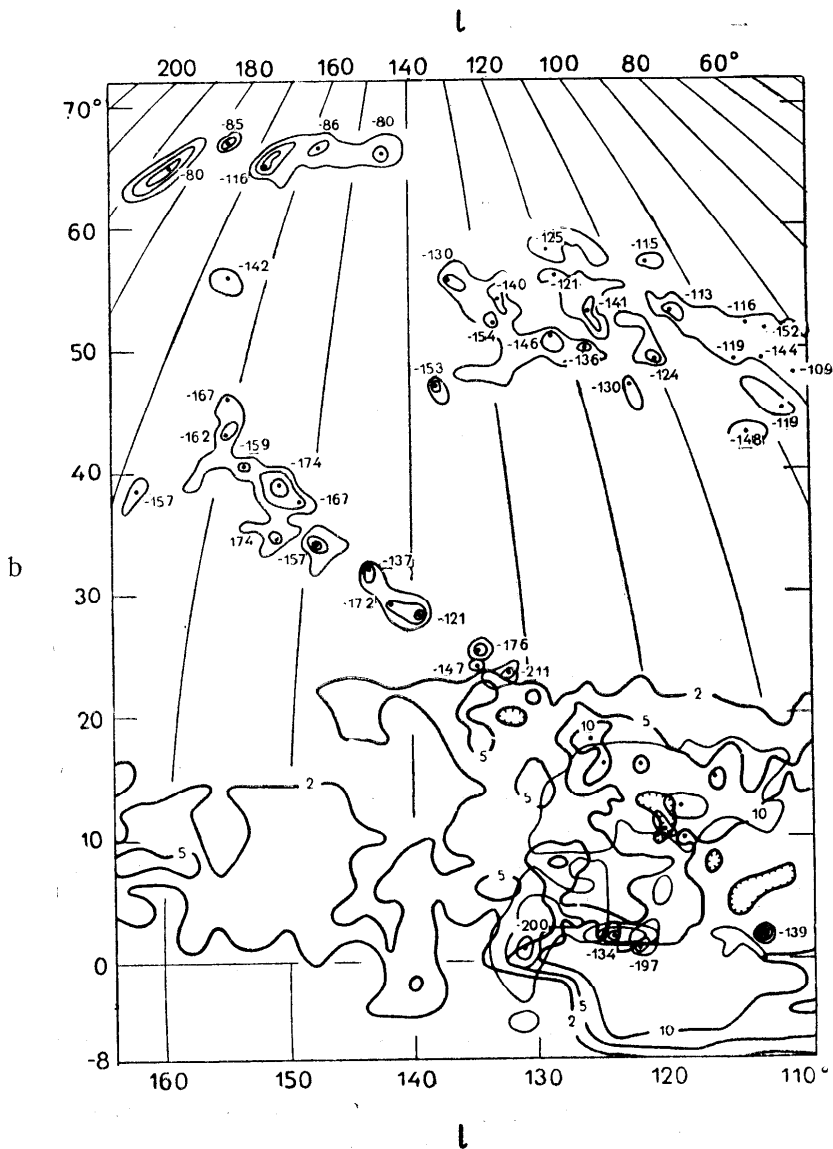


Fig. 1. Contour map of the N_{H} distribution of all HVCs in the region $100^{\circ} < l < 170^{\circ}$, $-8^{\circ} < b < +72^{\circ}$. Contour values are 2, 5 and $10 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Thin contours indicate the isolated HVCs, all at high latitude except the large complex around HVC 131 + 1 - 200. Heavier contours indicate the low latitude gas between $V = -130$ and -100 km/sec . The negative numbers indicate radial velocities, dots are cloud centres. Chain A extends from $l = 132^{\circ}$, $b = +23^{\circ}$ to $l = 161^{\circ}$, $b = +46^{\circ}$.

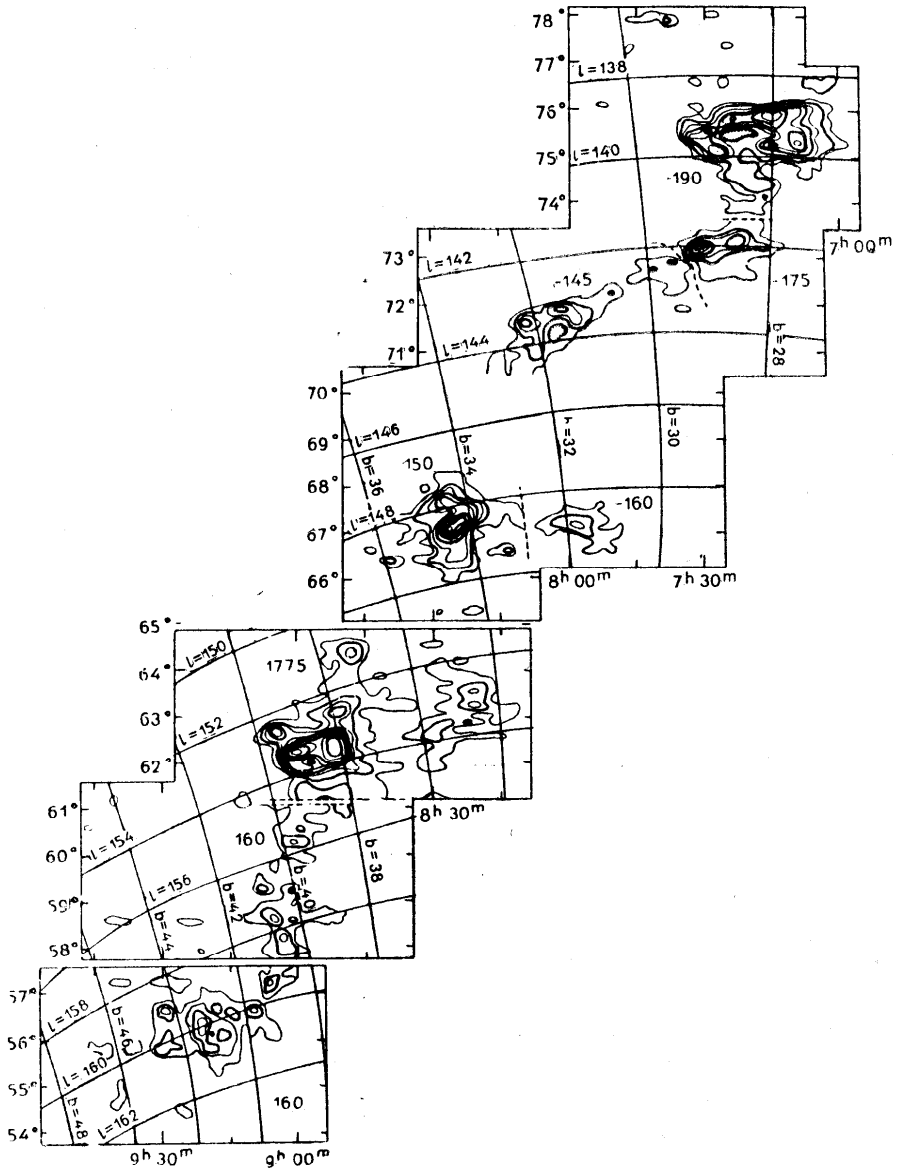


Fig. 2. Detailed structure within a part of Chain A, from observations with a 10' beam made with the Green Bank 300-ft telescope. The lower-latitude part around $l = 133^\circ$, $b = +24^\circ$ is not shown.

lowest latitude component of A, illustrates the structural properties of high-velocity clouds: the uneven density distribution, the presence of sometimes rather steep edges, and the occurrence of small condensations, preferably in the densest parts. Crosses indicate condensations with diameters of 5' or less.

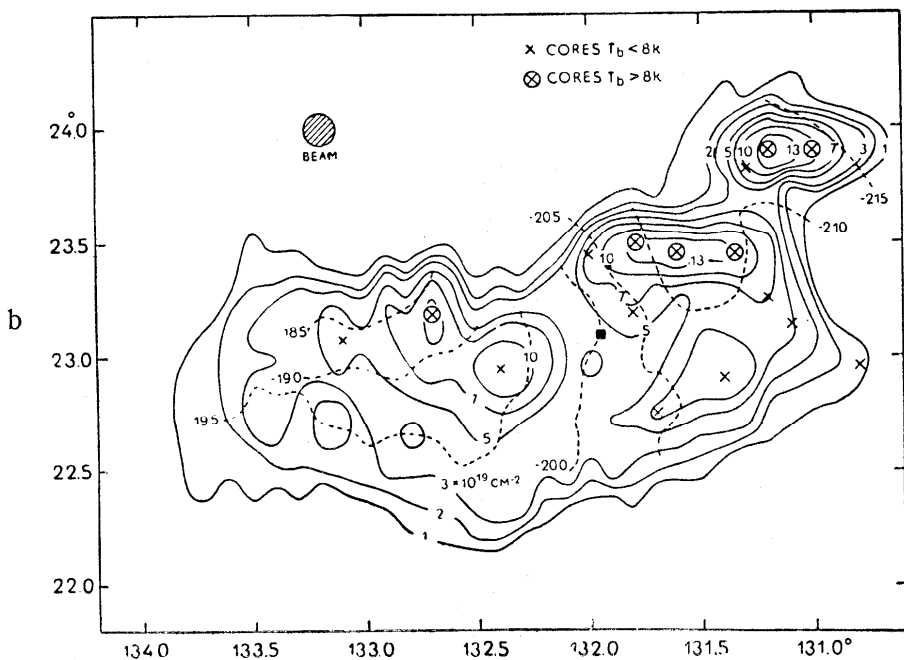


Fig. 3. Contour map of the column density in HVC $132 + 23 - 211$. The concentrations are shown by crosses, encircled when $T_b \geq 8^\circ\text{K}$. Velocity contours are indicated by dashed curves; numbers are v_{lsr} . From observations with the Effelsberg 100-m telescope (Hulsbosch, 1978b).

The clouds forming Chain A are aligned with remarkable precision. The average deviation of their centres from a great circle is only $\pm 0.7^\circ$ over its entire length of 31° . The velocity varies systematically, but as mentioned above there are conspicuous erratic jumps. The average velocity difference without regards to sign between the more important adjacent clouds is $\pm 18 \text{ km/sec}$. The average distance between these clouds is 3.4 .

The principal part of the complex A makes the impression of being an entity separate from the other gas, although the lowest-latitude component *might* be related to matter in distant spiral arms raised high above the galactic plane. It should be mentioned that although there is

strong reason to include these lower-latitude parts in the chain, as I have done in the present article, this can only be definitely proven when more sensitive observations will have indicated a bridge between the three lower components and the next higher up in the chain.

There are indications that the chain may not be entirely isolated. A survey with considerably higher sensitivity (Encrenaz et al., 1971) has shown the existence of thin HI forming a kind of bridge between the highest-latitude part of A and the large complex of clouds ending around $l = 132^\circ$, $b = +50^\circ$. The bridge is some 5 to 8° wide, and extends to about $l = 160^\circ$, $b = +36^\circ$ at the other side of A. The average column density is $\sim 0.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, i. e., about 10 times lower than that in A; the average velocity is $\sim -140 \text{ km/sec}$.

While in the following Chain A will be treated as an isolated feature, the existence of the distributed thin gas should be kept in mind when considering the various possible interpretations of A.

2. *Distance and HI Mass. Evidence of Interaction With Halo Clouds.* About the distance of the chain we have only scant information. In 1971 Herbig observed spectra of two stars in the directions of two components of the chain. One, HD 76593, is an A0 star at an estimated distance of 400 *pc*, the other, No. 391 of Kapteyn's Selected Area 12, is of spectral type B0, at an estimated distance of 1700 *pc*. Though with a normal composition of the clouds Ca^+ lines should have been observable if the clouds lay in front of the stars, no absorption lines in the -150 to -180 km/sec velocity range of the clouds were observed, suggesting that the clouds lie beyond the stars. It is hoped that observations of additional stars in the far ultraviolet will soon enable us to obtain a trustworthy lower limit for the distance of Chain A. If the present indications would be confirmed we could infer that it cannot be part of supernova shell as has been proposed by Weaver (1979).

We have seen that the individual components of A have considerable relative motions. These cannot have existed long, otherwise the clouds would have moved into each other, or would have lost their accurate alignment. If the velocities as well as the chain axis are randomly oriented the time after which the clouds would have lost their erratic motions by amalgamation would be roughly $2.0 \times 10^6 r_{\text{kpc}}$ years, while the deviations from a great circle would double in $1.0 \times 10^6 r_{\text{kpc}}$ years. It follows that the components have acquired their relative motions during the last ten or twenty million years because the Chain can hardly be at more than 20 *kpc* distance if the size is to be kept within reasonable limits. We shall see below that in the more plausible models of origin

the Chain itself must be much older. The only likely place where in that case the components can have obtained their random velocities is in the nearby galactic halo, through collisions with the irregular structures that have been observed to exist between 1 and 2 *kpc* from the galactic plane. In accordance with the interstellar-line results we may then surmise that the chain is at a distance between 2 and 3 *kpc*. The collisions with the halo clouds might also be responsible for the rather steep edges observed in some of the Chain-A clouds.

Once we know the approximate distance we can also obtain approximate values for the H I mass. In Table 4 of his 1975 article Hulsbosch gives values of the neutral-hydrogen masses of the various components. The total for the Chain-A clouds is $7080 r_{\text{kpc}}^{-2} \mathcal{M}_{\odot}$. With an estimated distance between 2 and 3 *kpc* the H I mass is found to be between 30 000 and 60 000 solar masses. If we take the average distance of the feature to be 2.5 *kpc*, and adopt the standard value of 10 *kpc* for the Sun's distance from the centre, the middle of A lies at a distance $R = 11.7 \text{ kpc}$ from the center, while the distance from the galactic plane is $z = +1.4 \text{ kpc}$.

3. *The Space Motion.* I have attempted to get information on the chain's space motion by assuming that it moves as a solid body and has no rotation around a minor axis. We can then derive the velocity in the plane through the Sun and the chain. It is found to be 190 *km/sec* directed toward us from a point roughly 5° beyond the lowest-latitude-component, at $l = 128.4$, $b = +19.8$. Figure 4 shows the comparison with the observed velocities. Because of the erratic motions of the components there are some large residuals; the average residual is $\pm 14 \text{ km/sec}$. The uncertainty in the direction is estimated to be about 10° , in the velocity about 12 *km/sec*. The second column of Table 1 gives the components, Π being directed in the galactic plane away from the centre, Θ in the direction of galactic rotation, and Z towards the North galactic pole. Θ_{gsr} was determined on the basis of a rotation velocity $\Theta_0 = 250 \text{ km/sec}$. The last line gives the space velocity relative to the galactic centre.

The velocity component perpendicular to the plane through the Sun and the chain is unknown. I denote this by T , counted positive in the direction of higher latitudes. The third and fourth columns of the table show the approximate velocity components of A for two plausible values of T . They give an idea of the interval in which the actual velocity must probably lie, in the case that the feature moves as a non-rotating solid body. If the object is falling in, as in the cases (b)—(g) of Section 4, Z must be negative, so that larger positive values of T must be excluded.

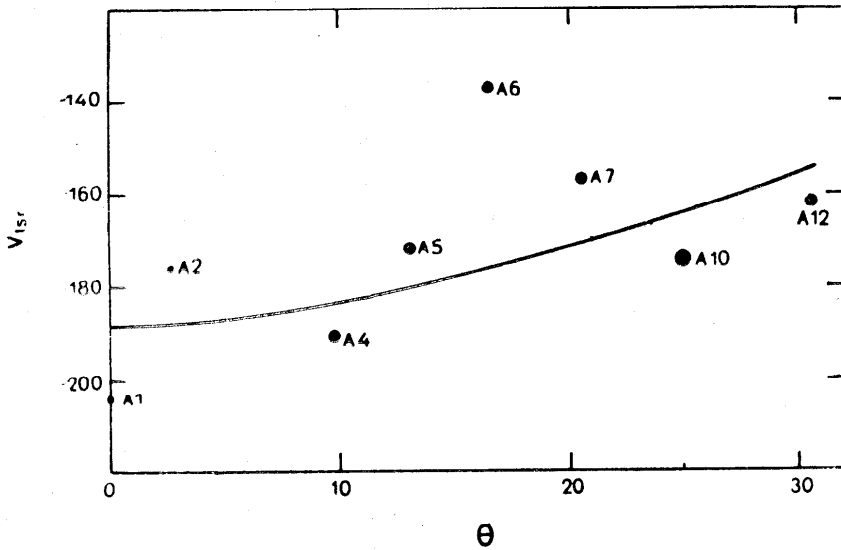


Fig. 4. Radial velocities of the principal components of A as a function of θ , the distance from HVC 132 + 23 - 211 (component A1) measured along the great circle through the chain. The curve gives the velocities for a non-rotating solid body moving with a velocity of 190 km/sec directed towards $\theta = 175^\circ$. The components are numbered in order of increasing θ which, but for one exception, is the same as that in which they are listed in Hulsbosch' Table 4 (Hulsbosch, 1975).

Table 1
Velocity Components of Chain A

Comp.	$T = 0$	$T = +100$	$T = -100$
Π	-111	-179	- 43
θ_{lsr}	-140	-118	-162
θ_{gsr}	+110	+132	+ 88
Z	- 64	+ 6	-134
V_{gsr}	169	222	166

4. *Various Possible Origins.* The elongated shape of Chain A suggests at first sight that it has been drawn out of a spiral or magellanic-type galaxy by tidal action of a passing other stellar system, in the same way as the Magellanic Stream or the filamentary "bridges" studied by the Toomres (1972). I believe, however, that such an origin must be excluded on the following grounds. We have found that the observed relative motions of the components cannot have existed for more than

about $2r_{\text{kpc}}$ million years. As we shall see below the times since the Chain's formation are always much longer than the 20 million years that would correspond to the largest plausible present distance r . The velocity differences cannot therefore date from the time of its origin. As it is unlikely that they can have been produced in the part of its journey that lay outside the galaxies they must be due to interaction during entry, presumably by collision with galactic halo clouds. Consequently, as we have already discussed in Section 2, Chain A must be situated within a few kpc from the Sun.

If the Chain comes from outside it must have acquired a velocity corresponding to the difference of the Galaxy's potential at the place of its origin and that near the Sun, or higher if it had an initial motion. As we have seen in Section 3, the actual velocity relative to the galactic standard of rest is probably about 150 km/sec ; it can hardly be higher than 200 km/sec . The velocities needed to reach, or to have come from outside the Galaxy, or its outskirts, are considerably higher. Such an origin would therefore require that the Chain as a whole has undergone a quite appreciable deceleration during its infall through the local halo. It is unlikely that this would have had equal effects on clouds with different densities. It therefore conflicts with the fact that the thin clouds in the Chain have remained aligned so accurately with the heavier components (there is a range of 7:1 in the surface brightness). By the above reasoning practically all models that have been suggested for the origin of the high-velocity clouds can be shown to be untenable for Chain A.

I will now consider these various proposed origins in some detail. They may be grouped as follows:

- (a) A nearby supernova, or superexplosion such as considered by Weaver (1979) and by Heiles (1979).
- (b) A superexplosion in a spiral arm at some distance from the Sun.
- (c) A superexplosion in the nucleus.
- (d) A fragment of an outer arm of the Galaxy drawn out during a passage of the Magellanic Clouds through the galactic plane.
- (e) A fragment of one of the Magellanic Clouds detached by the perturbing force of the Galaxy or by mutual perturbations of the two Clouds.
- (f) A fragment of a spiral or magellanic-type galaxy in the Local Group detached by an encounter.
- (g) The result of a thermal instability in a large halo falling towards the galactic centre.

(a) This has been discussed in some detail by Weaver (1979). The possibility hinges on the distance. If the absence of interstellar absorption

lines in the two stars mentioned in Section 2 would be confirmed by more sensitive observations and by more stars the possibility of a supernova remnant or the remains of a nearby superexplosion would be ruled out by the size of the feature which would then be several *kpc* long. In addition it is hard to understand the straightness and thinness on the basis of a supernova-like origin.

(b) This possibility was studied by Oort (1936). It was shown that in order to reach the solar neighbourhood with velocities such as indicated by the high-latitude high-velocity clouds in the North-galactic hemisphere the gas should have been ejected some 70 million years ago from an arm about 2.5 *kpc* inside the solar orbit. The ejection velocity of roughly 200 *km/sec* should make an angle of about 50° with the galactic plane. However, it does not seem possible that enough gas could have been ejected into a narrow cone to produce Chain A, with its mass of $10^4 - 10^5 M_\odot$. (b) must therefore be discarded.

(c) Jets proceeding from the nucleus are observed in some galaxies. It is conceivable that Chain A would be such a jet in its falling-back stage. It has, however, considerably more angular momentum around the galactic axis than is easily compatible with such an origin. According to Table 1 Θ_{gsr} lies probably between +70 and +120 *km/sec*. The jet could only have acquired this by sweeping up a mass comparable to its initial mass during its motion through the rotating halo. However, it is then inconceivable that the various components, which differ so much in mass, could have been pushed in approximately the same measure, and that the straightness of the feature could have been conserved. I believe, therefore, that this origin must be likewise dismissed.

(d) Several investigators have suggested that high-velocity clouds have been pulled out of an outer spiral arms of the Galaxy during the latest passage of the Magellanic Clouds through the galactic plane. If the Magellanic Stream was drawn out of one of the Clouds around its perigalacticum, the time elapsed since then can be derived. I adopt a value of 17 *kpc* for the perigalactic distance q (this being a value I had used in some early calculations concerning the Stream). Making a reasonable estimate of the mass of our Galaxy out to the distances concerned I then find that the time since perigalacticum is 410 million years, and since the passage through the galactic plane at $R = 20.6$ *kpc* 460 million years. Had I taken a larger q the times would have come out longer; for $q = 25$ *kpc* they would roughly be doubled, and the crossing through the galactic plane would have taken place at $R = 31.5$ *kpc*, where there is not likely to be any hydrogen. For the present computations I have

assumed $q = 17 \text{ kpc}$. The orbital period is then approximately 1300 million years. Is the observed motion of the Chain compatible with its having come from a distance around 20.6 kpc ? With the aid of an extrapolation of the rotation curve based on what is observed in galaxies where rotations have been measured to large values of R I have estimated the difference in potential between $R = 11.8 \text{ kpc}$ (at the estimated position of the Chain) and $R = 20.6 \text{ kpc}$. The result is 34000 (km/sec)^2 . The velocity needed for a mass in the Chain just to reach 20.6 kpc is accordingly 260 km/sec . From Table 1 we see that for any plausible assumption about its transverse velocity, T , V_{gsr} is considerably smaller. If it comes from 20.6 kpc it must therefore have been decelerated by a factor of about 1.5. This is highly improbable for the reason given above.

But there is another, still graver objection. This concerns the time of 460 million years elapsed since its detachment. No reasonable orbit can be devised which crosses the galactic plane in the vicinity of the Sun after so long a time. I see no acceptable way out of this difficulty. We must therefore discard the possibility that it has been detached from the Galaxy at the latest crossing of the Magellanic Clouds. It appears equally improbable that this could have happened at a previous passage.

(e) The high-velocity clouds might be debris of the Magellanic Clouds, detached from them either by the perturbing force of the Galaxy, or by mutual interaction between the Clouds. In the first case they have come from a distance around 17 or 20 kpc where they started with a velocity of the order of the 270 km/sec orbital velocity of the Magellanic Clouds. The velocity with which they would arrive at $R = 11.8 \text{ kpc}$ would then be about 340 km/sec , quite incompatible with the velocity of A. A similar discrepancy would occur if they had been detached in another part of the orbit by the interaction between the two Clouds. Though in this case the Chain may have been detached at another epoch its distance from the Clouds is such that this must in any case have been so long ago that in order to account for the relative motions in the Chain they must at present lie in the halo near the Sun, and should therefore have acquired velocities of the order of the velocity of escape from the Galaxy. It follows that (e) must likewise be dismissed.

(f) With its length of 30° it seems excluded that the feature could lie at more than a few tens of kpc from the Sun. Evidently, it cannot at present be at the distance of any of the five Local Group spirals or irregulars. If extracted from these it must have travelled a long way. The observed relative motions of the components cannot then have been acquired at its origin but must be explained as a consequence of its

motion through the galactic halo. It must then have fallen in at a velocity equal to the velocity of escape, which is incompatible with its actual velocity.

(g) Having excluded all models involving extraction or expulsion from a galaxy we are left with only two alternative modes of origin, viz., a nearby supernova explosion, or thermal instability in a halo around our Galaxy. We have seen that the first is improbable, but it cannot be excluded definitely until more observations of interstellar absorption lines have been made.

Thermal instability in a hot halo has been extensively discussed by Field (1965). Could this be responsible for the formation of the high-velocity clouds? At first sight such a mechanism would appear to meet with similar difficulties as the other models for the origin of Chain A, but it seems nevertheless worth to be investigated in detail, especially in view of the suggestion put forward by Fabian and Nulson (1977) that the slow-moving filaments around NGC 1275 might be due to such a thermal instability. It had previously been thought that these filaments, which extend to 70 *kpc* and have lengths of the order of 10 *kpc* (cf. Lynds, 1970) were due to explosive activity of the nucleus of the giant E or S0 galaxy in its centre. Recent extensive measurements (Rubin et al., 1978) have shown, however, that the velocities of the filaments relative to the galaxy are remarkably small, nearly all less than 100 *km/sec*. If the filaments had been ejected the smallness of their velocities compared with the velocity of escape (which must be almost an order of magnitude higher) could only be understood if they had undergone extreme braking by a large and relatively dense halo.

Fabian and Nulson have proposed the interesting alternative that the filaments would be *falling in*. They investigated the dynamics of a halo which is being accreted from the intergalactic gas in the Perseus cluster, and indicated that the infalling gas, as well as the structures formed in it by thermal instability are stopped at a critical radius, which would explain the relatively low velocities observed. They did not, however, give numerical data on formation times, nor on how the condensations can have acquired their long filamentary shapes. It is tempting to think that Chain A, as well as the other very long features — all with high negative values of V_{gsr} — that have been discovered in recent surveys of high-velocity hydrogen with low-noise receivers (Hulsbosch, 1978a, 1979; Giovanelli, 1979) might be of the same nature, but on a smaller scale, as the filaments in NGC 1275. The high velocity features might then have formed as thermal instabilities in a slowly rotating halo of perhaps a million-degree temperature and 10^{-4} cm^{-3} density, exten-

ding to perhaps 10 or 20 *kpc*. The relative motions of the separate components of Chain A, as well as the internal motions within these components should then find their explanation as a consequence of their falling into the dense lower regions of the halo. The circumstance that the filaments in NGC 1275 are ionized while the high-velocity clouds are not, could find a natural explanation in the synchrotron radiation from the central region of NGC 1275 which may well be of sufficient strength to ionize even the most distant filaments (Shields and Oke, 1975).

It will be clear that the above suggestion for the nature of the high-velocity clouds and their possible similarity to the filaments in NGC 1275 is in the present stage a programme rather than a theory. Further working out may well show that it meets with unsurmountable obstacles.

REFERENCES

- Encrenaz P. J., Penzias A. A., Gott III, R., Wilson R. W., Wrixon G. T.*, 1971, *Astron. Astrophys.*, **12**, 16.
- Fabian A. C., Nulson P. E. J.*, 1977, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **180**, 479.
- Field G. B.*, 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 531.
- Giovanelli R., Verschuur G. L., Cram T. R.*, 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **12**, 209.
- Giovanelli R.*, 1979, in *Large-Scale Characteristics of the Galaxy*. IAU Symposium No. 84, ed. W. B. Burton.
- Hulsbosch A. N. M., Raimond E.*, 1966, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **18**, 413.
- Hulsbosch A. N. M.*, 1968, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **20**, 33.
- Hulsbosch A. N. M.*, 1975, *Astron. Astrophys.*, **40**, 1.
- Hulsbosch A. N. M.*, 1978a, *Astron. Astrophys.*, **66**, L5.
- Hulsbosch A. N. M.*, 1978b, *Astron. Astrophys. Suppl.*, in press.
- Hulsbosch A. N. M.*, 1979, in *Large-Scale Characteristics of the Galaxy*. IAU Symposium No. 84, ed. W. B. Burton.
- Lynds C. R.*, 1970, *Astrophys. J.*, **159**, L151.
- Muller C. A., Oort J. H., Raimond E.*, 1963, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris*, **257**, 1661.
- Oort J. H.*, 1966, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **18**, 421.
- Rubin Vera, Ford W. K., Peterson C. J., Lynds C. R.*, 1978, *Astrophys. J. Suppl.*, **57**, Nr. 2.
- Schwarz U. J., Sullivan III, W. T., Hulsbosch A. N. M.*, 1976, *Astron. Astrophys.*, **52**, 133.
- Shields G. A., Oke J. B.*, 1975, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **87**, 879.
- Toomre A., Toomre J.*, 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 623.
- Weaver H.*, 1979, in *Large-Scale Characteristics of the Galaxy*. IAU Symposium No. 84, ed. W. B. Burton.

РАЗМЫШЛЕНИЯ О ПРОИСХОЖДЕНИИ ЦЕПОЧКИ А ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ОБЛАКОВ

Я. Х. ООРТ

Лейденская обсерватория, Голландия

1. *Строение и внутренние движения.* Одним из первых обнаруженных высокоскоростных облаков является Облако А (Мюллер, Оорт и Раймон, 1963; Халсбош и Раймон, 1966). Ранее его описание было дано Халсбошем (1968). Его средняя лучевая скорость относительно локальной системы отсчета, v_{lsr} составляет -175 км/сек. Оно имеет сильно растянутую форму, с общей длиной 31° и шириной около 2° , центр находится в $l = 146^\circ$, $b = +33^\circ$. Наблюдения, выполненные с более высоким разрешением, показывают, что оно состоит из цепочки дискретных облаков, обычно, но не всегда связанных друг с другом перемычками более тонкого газа. Халсбош (1975) составил список 13 сгущений, которые в дальнейшем будут обозначены через А1—А13, в приблизительном порядке возрастающих долгот. Общее строение Цепочки показывается на фиг. 1, заимствованной также у Халсбоша (1975). Большое число дета-

Фиг. 1. Контурная карта распределения N_H для всех высокоскоростных облаков (HVC) в области $100^\circ \leq l \leq 170^\circ$, $-8^\circ \leq b \leq +72^\circ$. Значения контуров равны 2, 5 и 10×10^{19} см $^{-2}$. Тонкие контуры указывают на изолированные HVC, расположенные все на высоких широтах, за исключением большого комплекса вокруг HVC 131+1—200*. Более жирные контуры указывают на газ низких широт между $V = -130$ и -100 км/сек.

Отрицательные числа указывают на лучевые скорости, а точки соответствуют центрам облаков. Цепочка А простирается от $l = 132^\circ$, $b = +23^\circ$ до $l = 161^\circ$, $b = +46^\circ$.

лей строения можно видеть на картах Джиованелли, Вершура и Крама (1973), построенных для $10'$ -потока (фиг. 2). Структура является чрезвычайно массивной.

Фиг. 2. Детальное строение части Цепочки А, по наблюдениям с $10'$ -потоком, выполненным с 91-м радиотелескопом в Грин Бэнке. Часть более низких широт вокруг $l = 133^\circ$, $b = 24^\circ$ не показана.

* Высокоскоростные облака обозначаются по их галактическим координатам, последующим за скоростью в км/сек.

Больше деталей отдельных компонентов можно видеть на их фиг. 4—6. Замечательны беспорядочные скачки скорости между соседними облаками.

Двумя важными характеристиками, которые кажутся общими для всех высокоскоростных облаков и которыми обладают также облака промежуточной скорости (от, скажем, 30 до 80 км/сек), являются большие ширины профилей их скоростей и наличие небольших, иногда многочисленных, сгущений, погруженных в облака. Для различных компонентов Цепочки А полуширины заключаются в пределах от 16 до 36 км/сек, причем в 80% случаев они находятся между 22 и 28 км/сек. В общем среднее значение 25 км/сек довольно хорошо представляет высокоскоростные облака. Явление сгущений в высокоскоростных облаках рассматривалось разными авторами; полную литературу об этом можно найти в работе Халсбоба (1979). Диаметры ядер — порядка 5', некоторые могут быть значительно меньше; измеренные полуширины их скоростей равны около 5 км/сек. Фиг. 3, представляющая HVC 132+23—211,

Фиг. 3. Контурная карта плотности в HVC 132+23—211. Сгущения показаны крестиками, они взяты в кружки, когда $T_b \geq 8^\circ\text{K}$. Контур скорости указаны штрихованными кривыми; числа соответствуют v_{lsr} . По наблюдениям с Эффельсбергским 100-м радиотелескопом (Халсбоб, 1978б).

самый низкоширотный компонент Цепочки А, иллюстрирует структурные свойства высокоскоростных облаков: неровное распределение плотности, присутствие иногда довольно крутых краев и наличие небольших сгущений, преимущественно в наиболее плотных частях. Крестики указывают на сгущения с диаметром 5' и меньше.

Облака, образующие Цепочку А, выстраиваются в ряд с замечательной точностью. Среднее отклонение их центров от большого круга составляет лишь $\pm 0.7^\circ$ по всей ее длине в 31° . Скорость систематически меняется, но, как отмечено выше, имеют место бросающиеся в глаза беспорядочные скачки. Средняя разность скоростей, независимо от знака, между более значительными соседними облаками составляет ± 18 км/сек. Среднее расстояние между этими облаками равно 3.4 .

Основная часть комплекса А оставляет такое впечатление, что он является отдельным от остального газа объектом, хотя компонент наиболее низкой широты мог быть связанным с материей в далеких спиральных рукавах, поднятых высоко над галактической плоскостью. Следует отметить, что хотя имеется веская причина включить эти части более низких широт в цепочку, как я это сделал в настоящей статье, но это может быть определено доказано, когда более чувствительные наблюдения будут указывать на наличие перемишки между тремя более низкими компонентами и следующими за ними более высокими, в цепочке.

Имеются указания о том, что цепочка может быть не полностью изолирована. Обзор, осуществленный со значительно более высокой чувствительностью (Энкренас и др., 1971), показал существование тонкого слоя H I, образующего некоторого рода перемышку между наиболее высокоширотной частью Цепочки А и большим комплексом облаков, кончающимся у $l = 132^\circ$, $b = \pm 50^\circ$. Перемышка имеет ширину от 5 до 8° и простирается до около $l = 160^\circ$, $b = +36^\circ$, на другую сторону Цепочки А. Средняя плотность в столбце равна $\sim 0.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$, т. е. около 10 раз меньше, чем в Цепочке А; средняя скорость равна $\sim -140 \text{ км/сек}$.

Несмотря на то, что в последующем Цепочка А будет рассмотрена как изолированное образование, при обсуждении различных возможных интерпретаций этой Цепочки следует помнить о существовании распространенного разреженного газа.

2. *Расстояние и H I-масса. Свидетельство взаимодействия с облаками гало.* О расстоянии Цепочки мы имеем только скудную информацию. В 1971 г. Хербиг наблюдал спектры двух звезд в направлениях двух компонентов Цепочки. Одна из них, HD 76593, является A0-звездой, на оцененном расстоянии 400 *пс*, а другая, № 391, в Избранной площадке 12 Каптейна, имеет спектральный тип B0, на оцененном расстоянии 1700 *пс*. Хотя при нормальном химическом составе облаков линии Ca^+ должны были быть наблюдаемы, если облака расположены напротив звезд, не были наблюдаены никакие линии поглощения в интервале скоростей облаков — $150 \div -180 \text{ км/сек}$, намекая на то, что облака находятся за звездами. Следует надеяться, что наблюдения дополнительных звезд в далеком ультрафиолете скоро дадут нам возможность получить достоверный нижний предел для расстояния Цепочки А. Если настоящие указания были бы подтверждены, мы могли бы заключить, что Цепочка не может быть частью оболочки сверхновой, как предполагал Вивер (1979).

Мы увидели, что отдельные компоненты Цепочки А имеют значительные относительные скорости. Они не могли существовать долго, в противном случае облака двинулись бы во внутрь друг друга или потеряли бы свою точную линию строя. Если скорости, так же, как и ось цепочки, ориентируются случайным образом, то время, после которого облака потеряли бы свои беспорядочные движения в результате смешения, было бы равным, грубо, $2.0 \times 10^6 r_{\text{кпс}}$ лет, в то время как отклонения от большого круга удваивались бы за $1.0 \times 10^6 r_{\text{кпс}}$ лет. Отсюда следует, что компоненты приобрели свои относительные движения в течение последних десяти или двадцати миллионов лет, поскольку Цепочка едва ли может быть на расстоянии более чем 20 *кпс*, если размеры ее

находятся в приемлемых пределах. Мы увидим ниже, что при более правдоподобных моделях происхождения Цепочка сама должна быть гораздо старше. Единственно вероятное место, где в этом случае компоненты Цепочки могли бы приобрести свои случайные скорости, находится в близлежащем галактическом гало благодаря столкновениям с иррегулярными структурами, которые согласно наблюдениям существуют между 1 и 2 *кпс* от галактической плоскости. В согласии с результатами наблюдений межзвездных линий мы можем тогда предполагать, что Цепочка находится на расстоянии между 2 и 3 *кпс*. Столкновения с облаками гало могли быть ответственны также за довольно крутые края, наблюдаемые в некоторых облаках Цепочки А.

Раз мы знаем приблизительное расстояние Цепочки, то можем получить также приблизительные значения массы нейтрального водорода (HI). В табл. 4 своей статьи 1975 г. Халсбош дает значения HI-массы различных компонентов. Полная масса для облаков Цепочки А равна $7080 r_{\text{кпс}}^{-2} M_{\odot}$. С помощью оцененного расстояния между 2 и 3 *кпс* HI-масса оказывается ограниченной 30 000 и 60 000 солнечными массами. Если мы примем среднее расстояние образования равным 2.5 *кпс* и используем стандартное значение 10 *кпс* для расстояния Солнца от центра Галактики, то середина Цепочки А окажется на расстоянии $R = 11.7$ *кпс* от центра, в то время как ее расстояние от галактической плоскости равно $z = \pm 1.4$ *кпс*.

3. *Пространственное движение.* Я попытался приобрести информацию о пространственном движении Цепочки, допуская, что она движется как твердое тело и не вращается вокруг малой оси. Мы можем затем вывести скорости в плоскости, проходящей через Солнце и Цепочку. Оказалось, что она равна 190 *км/сек* и направлена к нам от точки, на расстоянии грубо 5° , за самым низкоширотным компонентом, у $l = 128^{\circ}.4$, $b = +19^{\circ}.8$. Фиг. 4 показывает сравнение с наблюдаемыми скоростями. Из-за беспорядочных движений компонентов имеются некоторые

Фиг. 4. Лучевые скорости основных компонентов Цепочки А как функция от θ , расстояние от NVC 132 + 23 — 211 (компонент A1), измеренное вдоль большого круга через Цепочку. Кривая дает скорости для невращающегося твердого тела, движущегося со скоростью 190 *км/сек*, направленной к $\theta = 175^{\circ}$. Компоненты пронумерованы в порядке возрастания θ , которые, за одним исключением, те же самые, что и в списке табл. 4 Халсбоша (Халсбош, 1975).

большие разности; средняя разность равна ± 14 *км/сек*. Неопределенность в направлении оценивается равной около 10° , в скорости — около 12 *км/сек*. Второй столбец табл. 1 дает название компонентов скорости, П имеет направление в галактической плоскости от центра, Θ в направлении галактического вращения и Z к Северному галактическому полюсу. $\Theta_{\text{ср}}$ была определена на основе скорости вращения $\Theta_0 = 250$ *км/сек*.

Последняя строка дает пространственную скорость относительно галактического центра.

Таблица 1

Компоненты скорости Цепочки А			
Компонент	$T = 0$	$T = +100$	$T = -100$
Π	-111	-179	- 43
θ_{lsr}	-140	-118	-162
θ_{gsr}	+110	+132	+ 88
Z	- 64	+ 6	-134
V_{gsr}	169	222	166

Компонент скорости, перпендикулярный к плоскости, проходящей через Солнце и Цепочку, не известен. Я обозначаю его через T , считая положительным направление в сторону больших широт. Третий и четвертый столбцы таблицы показывают приблизительные компоненты скорости Цепочки А для двух правдоподобных значений T . Они дают некоторое представление об интервале значений, где должна, вероятно, лежать действительная скорость, в случае, когда образование движется как невращающееся твердое тело. Если объект проваливается (falling in), как в случаях (б)—(ж) раздела 4, Z должен быть отрицательным, так что большие положительные значения T должны быть исключены.

4. *Разные возможные происхождения.* Удлиненная форма Цепочки А намекает с первого взгляда на то, что она была вытянута из галактики, спиральной или магелланового типа, приливным действием, другой проходящей звездной системой, таким же образом, как Магелланов Поток, или волокнистые «перемычки», изученные Тумрами (1972). Я полагаю, однако, что такое происхождение должно быть исключено на следующих основаниях. Мы нашли, что наблюдаемые относительные движения компонентов не могли бы существовать более, чем около $2r_{кпс}$ миллионов лет. Как мы увидим ниже, времена, прошедшие после образования Цепочки, всегда гораздо более продолжительны 20 миллионов лет, что соответствовало бы наибольшему правдоподобному современному расстоянию R . Поэтому различия скоростей не могут датироваться от времени его образования. Так как невероятно, чтобы они могли образоваться во время путешествия цепочки, которое лежит вне галактик, то они должны быть обусловлены взаимодействием во время выхода, вероятно, столкновением с облаками галактического гало. Следовательно, как уже мы обсудили в разделе 2, Цепочка А должна быть расположена на расстоянии нескольких $кпс$ от Солнца.

Если Цепочка идет извне, она должна была приобрести скорость, соответствующую разности значений потенциала Галактики на месте ее образования и вблизи Солнца, или выше, если она имела первоначальное движение. Как мы увидели в разделе 3, действительная скорость Цепочки относительно галактической системы отсчета равна, вероятно, около 150 км/сек ; она едва ли может быть больше 200 км/сек . Скорости, необходимые для достижения или прихода извне Галактики или ее окрестностей, значительно более высокие. Такое происхождение поэтому требовало бы, чтобы Цепочка как целое испытывала ощутимое замедление во время своего падения через локальное гало. Невероятно, чтобы это имело одинаковое влияние на облака с различными плотностями. Поэтому это противоречит факту, что тонкие облака в Цепочке остались расположенными на одной прямой с более тяжелыми компонентами так точно (имеется диапазон $7 : 1$ в поверхностной яркости). Благодаря вышеуказанной аргументации можно показать, что практически все предложенные модели происхождения высокоскоростных облаков являются несостоятельными для Цепочки А.

Теперь я хочу рассмотреть предложенные разные модели происхождения в некоторых подробностях. Они могут быть сгруппированы следующим образом:

(а) Близлежащая сверхновая или сверхвзрыв, типа, рассмотренного Вивером (1979) и Хейлесом (1979).

(б) Сверхвзрыв в спиральном рукаве на некотором расстоянии от Солнца.

(в) Сверхвзрыв в ядре.

(г) Фрагмент внешнего рукава Галактики, затянутый во время прохождения Магеллановых Облаков через галактическую плоскость.

(д) Фрагмент одного из Магеллановых Облаков, оторванный возмущающей силой Галактики или взаимными возмущениями двух Облаков.

(е) Фрагмент спиральной или магелланового типа галактики в Местной Группе, оторванный столкновением.

(ж) Результат тепловой нестационарности в большом гало, падающей к галактическому центру.

(а) Эта возможность была обсуждена в некоторых подробностях Вивером (1979). Возможность зависит от расстояния. Если отсутствие линий межзвездного поглощения в спектрах двух звезд, отмеченное в разделе 2, подтвердилось бы более чувствительными наблюдениями и большим числом звезд, то возможность остатка сверхновой или останков близлежащего сверхвзрыва была бы исключена размерами образования, которое в этом случае имело бы длину в несколько *кпс*. К тому же трудно понять прямолинейность и тонкость Цепочки на основе допущения о сверхновоподобном происхождении.

(б) Эта возможность изучалась Оортом (1966). Было показано, что для достижения окрестностей Солнца со скоростями, указанными высокоширотными высокоскоростными облаками в северном галактическом полушарии, газ должен был быть выброшен около 70 миллионов лет назад из рукава, расположенного на расстоянии около 2.5 *кпс* внутри солнечной орбиты. Скорость выброса грубо в 200 *км/сек* привела бы к углу с галактической плоскостью, равному приблизительно 50°. Кажется, однако, невозможным, чтобы в узком конусе могло быть выброшено достаточное количество газа для образования Цепочки А, с массой 10^4 — $10^5 M_{\odot}$. Поэтому от возможности (б) следует отказаться.

(в) Струи, исходящие из ядер, наблюдаются в некоторых галактиках. Разумно допустить, что Цепочка А является такой струей, в стадии обратного падения. Она имеет, однако, значительно больший угловой момент вокруг галактической оси, чем момент, совместимый с этим допущением. Согласно табл. 1 Θ_{gsr} лежит, вероятно, между +70 и +120 *км/сек*. Струя могла бы приобрести такой момент только охватывая массу, сравнимую с ее первоначальной массой, во время своего движения через вращающееся гало. Однако тогда немыслимо, что разные компоненты, которые так сильно отличаются по массе, могли быть оттолкнуты приблизительно в одинаковой мере и что прямолинейность образования могла быть сохранена. Я полагаю поэтому, что эта возможность также должна быть отвергнута.

(г) Несколько исследователей выдвинули предложение о том, что высокоскоростные облака были оттолкнуты из внешних спиральных рукавов Галактики во время последнего прохождения Магеллановых Облаков через галактическую плоскость. Если Магелланов Поток затягивался из одного из Облаков вокруг его перигалактия, то можно вывести время, прошедшее с тех пор. Я принимаю значение в 17 *кпс* для перигалактического расстояния q (это значение, использованное мною в некоторых ранних вычислениях, относящихся к Потoku). Сделав разумную оценку массы нашей Галактики за соответствующими расстояниями, я затем нахожу, что время после этого перигалактия составляет 410 миллионов лет, а после прохождения через галактическую плоскость на расстоянии $R = 20.6$ *кпс* — 460 миллионов лет. Если бы я принял большее значение q , эти времена были бы продолжительнее; для $q = 25$ *кпс* они грубо удвоились бы, а пересечение через галактическую плоскость имело бы место на расстоянии $R = 31.5$ *кпс*, где невероятно присутствие водорода. Для настоящих подсчетов я предполагал $q = 17$ *кпс*. Орбитальный период тогда равен приблизительно 1300 миллионов лет. Совместимо ли наблюдаемое движение Цепочки с этим, приходящееся с расстояния около 20.6 *кпс*? С помощью экстраполяции кривой вращения, основанной на наблюдениях галактик, для которых вращения были из-

мерены до больших значений R , я оценил разность потенциалов между $R = 11.8$ *кпс* (на оцененном положении Цепочки) и $R = 20.6$ *кпс*. Результат равен 34 000 (*км/сек*)². Скорость, необходимая массе Цепочки для достижения расстояния 20.6 *кпс*, равна, соответственно, 260 *км/сек*. Из табл. 1 мы видим, что при любом разумном допущении о ее поперечной скорости T , скорость V_{gsr} значительно меньше. Если Цепочка приходит из расстояния 20.6 *кпс*, она следовательно должна быть замедлена на множитель около 1.5. Это крайне невероятно по причине, указанной выше.

Но имеется другое, еще более веское возражение. Это относится ко времени 460 миллионов лет, прошедшему после отделения Цепочки. Нельзя придумать никакую разумную орбиту, которая пересекает галактическую плоскость в окрестности Солнца после такого длительного времени. Я не вижу никакого пути для устранения этого затруднения. Поэтому мы должны отказаться от возможности того, что Цепочка отделилась от Галактики при последнем пересечении Магеллановых Облаков. Кажется в равной степени невероятным, что это могло бы случиться при предыдущем прохождении.

(д) Высокоскоростные облака могли быть осколками Магеллановых Облаков, отделенными от них либо возмущающей силой Галактики, либо обоюдным взаимодействием между Облаками. В первом случае они пришли с расстояния около 17 или 20 *кпс*, где они начали двигаться со скоростью порядка 270 *км/сек*, орбитальной скоростью Магеллановых Облаков. Скорость, с которой они прибыли бы на $R = 11.8$ *кпс*, тогда была бы около 340 *км/сек*, что совсем несовместимо со скоростью Цепочки А. Подобное же расхождение имело бы место, если они отделились бы от другой части орбиты в результате взаимодействия между двумя Облаками. Хотя в этом случае Цепочка могла быть отделена в другую эпоху, ее расстояние от Облаков таково, что это событие должно было случиться так давно, что для того, чтобы этим объяснить относительные движения в Цепочке, эти облака в настоящее время должны были лежать в гало, недалеко от Солнца, и должны были поэтому приобрести скорости порядка скорости отрыва от Галактики. Отсюда следует, что возможность (д) также должна быть отвергнута.

(е) При длине Цепочки в 30° кажется исключается возможность, что это образование могло лежать на расстоянии более нескольких десятков *кпс* от Солнца. Очевидно, она в настоящее время не может быть на расстоянии любой из пяти спиральных или иррегулярных галактик Местной Группы. Если исходить из этих систем, то она должна была пройти длинный путь. Наблюдаемые относительные движения компонентов тогда не могут быть приобретены при ее возникновении, а должны быть объяснены как следствие их движений через галактическое гало,

Тогда Цепочка должна была падать вовнутрь со скоростью, равной скорости освобождения, что несовместимо с ее действительной скоростью.

(ж) Исключив все модели, включающие извлечение или выбрасывание из галактики, мы остаемся лишь с двумя альтернативными видами происхождения, а именно, взрывом близлежащей сверхновой или термической неустойчивостью в гало, вокруг нашей Галактики. Мы увидели, что первый из них является невероятным, однако он не может быть определенно исключен до тех пор, пока не будет выполнено большее число наблюдений линий межзвездного поглощения.

Термическая неустойчивость в горячем гало была экстенсивно обсуждена Фильдом (1965). Могла бы она быть ответственна за образование высокоскоростных облаков? На первый взгляд, такой механизм, казалось бы, встречается с аналогичными затруднениями, что и другие модели происхождения Цепочки А, но тем не менее он кажется заслуживающим исследования в подробностях, особенно принимая во внимание предложение, выдвинутое Фабианом и Нулсоном (1977) о том, что медленно движущиеся волокна вокруг NGC 1275 могли быть обусловлены такой термической неустойчивостью. Ранее считали, что эти волокна, которые простираются до 70 *кпс* и имеют длину порядка 10 *кпс* (ср. Линдс, 1970), обусловлены взрывной активностью ядра гигантской E или S0 галактики, расположенного в ее центре. Недавние обширные измерения (Рубин и др., 1978) показали, однако, что скорости волокон относительно галактики необыкновенно малы, почти все меньше 100 *км/сек*. Если волокна были бы выброшены, то небольшие значения их скоростей по сравнению с параболической скоростью (которая должна быть почти на порядок величины больше) могли быть поняты лишь если они были подвергнуты сильному торможению со стороны большого и относительно плотного гало.

Фабиан и Нулсон предложили интересную альтернативу о том, что волокна являлись *проваливающимися*. Они исследовали динамику гало, которое аккрецирует межгалактический газ в скоплении Персея, и указали, что проваливающийся газ, так же, как и структуры, образованные в нем термической неустойчивостью, останавливаются при критическом радиусе, что объяснило бы наблюдаемые относительно малые скорости. Однако они не привели численных данных ни о временах образования, ни о том, как сгущения могут приобрести свои длинные волокнистые формы. Заманчиво думать, что Цепочка А, как и другие очень длинные образования, все с большими отрицательными значениями V_{gsr} , которые были обнаружены в недавних обзорах высокоскоростного водорода, выполненных с малолетними приемниками (Халсбош, 1978а; 1979; Дживанелли, 1979), могли быть той же природы, что и волокна в NGC 1275, но меньшего масштаба. Высокоскоростные образования

могли бы в этом случае формироваться как термические неустойчивости в медленно вращающемся гало, имеющем, возможно, температуру в миллион градусов и плотность 10^{-4} см^{-3} , простирающемся до, может быть, 10 или 20 *кпс*. Относительные движения отдельных компонентов Цепочки А, так же, как и внутренние движения в этих компонентах, нашли бы тогда свое объяснение, как следствия их падения внутрь плотных, более низких областей гало. То обстоятельство, что волокна в NGC 1275 являются ионизированными, тогда как высокоскоростные облака не ионизированы, могло бы найти естественное объяснение в синхротронном излучении от центральной области NGC 1275, которое может быть вполне достаточной силы, чтобы ионизировать даже наиболее далекие волокна (Шилдс и Оук, 1975).

Должно быть ясно, что приведенное выше предложение о природе высокоскоростных облаков и их возможном сходстве с волокнами в NGC 1275, в настоящей стадии, является скорее программой, чем теорией. Дальнейшая разработка может окончательно показать, встречается ли оно с непреодолимыми препятствиями.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Weaver H., 1979, in *Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, IAU Symposium No. 84, ed. W. B. Burton.
- Giovanelli R., Verschuur G. L., Cram T. R., 1973, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **12**, 209.
- Giovanelli R., 1979, in *Large-Scale Characteristics of the Galaxy*. IAU Symposium No. 84, ed. W. B. Burton.
- Lynds C. R., 1970, *Astrophys. J.*, **159**, L151.
- Muller C. A., Oort J. H., Raimond E., 1963, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris*, **257**, 1661.
- Oort J. H., 1966, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **18**, 421.
- Rubin Vera, Ford W. K., Peterson C. J., Lynds C. R., 1978, *Astrophys. J. Suppl.*, **37**, Nr. 2.
- Schwarz U. J., Sullivan III, W. T., Hulsbosch A. N. M., 1976, *Astron. Astrophys.*, **52**, 133.
- Shields G. A., Oke J. B., 1975, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **87**, 879.
- Toomre A., Toomre J., 1972, *Astrophys. J.*, **178**, 623.
- Fabian A. C., Nulson P. E. J., 1977, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **180**, 479.
- Field G. B., 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 531.
- Hulsbosch A. N. M., Raimond E., 1966, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **18**, 413.
- Hulsbosch A. N. M., 1968, *Bull. Astr. Inst. Netherl.*, **20**, 33.
- Hulsbosch A. N. M., 1975, *Astron. Astrophys.*, **40**, 1.
- Hulsbosch A. N. M., 1978a, *Astron. Astrophys.*, **66**, L5.
- Hulsbosch A. N. M., 1978b, *Astron. Astrophys. Suppl.*, in press.
- Hulsbosch A. N. M., 1979, in *Large-Scale Characteristics of the Galaxy*. IAU Symposium No. 84, ed. W. B. Burton.
- Encrenaz P. J., Penzias A. A., Gott III, R., Wilson R. W., Wrixon G. T., 1971, *Astron. Astrophys.*, **12**, 16.

ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION AND ALMOST PERIODIC STRUCTURES FROM THE VIEWPOINT OF AMBARTSUMIAN'S PRINCIPLE OF INVARIANCE

C. H. PAPAS

California Institute of Technology, Pasadena, USA

It is with the greatest pleasure that I present this article to Academician V. A. Ambartsumian on the occasion of his seventieth birthday. By his works and by his deeds he has been serving us generously and well for many years. By his celebrated hypotheses, prophetically advanced and subsequently confirmed one after the other, he has prepared bold new paths for future workers to follow. We owe much to this true hero of modern science. I join with his many admirers all over the world in wishing him a very happy birthday and many happy returns.

INTRODUCTION

It is known that the problem of wave propagation in singly periodic structures has been investigated and the results have been used in the design of various electronic devices and systems. However, recent speculations on new devices and systems have made clear the need to broaden the scope of the problem and thereby include wave propagation in multiperiodic structures. In this article, we shall discuss such structures and shall show how they can be analyzed most conveniently by a method that stems from Ambartsumian's principle of invariance.

GENERAL REMARKS

The study of wave propagation in periodic structures has been active for many years (Brillouin, 1956) and has played a central role in a large number of disciplines such as X-ray and electron crystallography (Kittel, 1968), solid state physics (Kittel, 1968; Allen, 1953), antenna theory and design (Hessel, 1969), microwave tubes (Bevensee, 1964), structural engineering (Mead, 1973), liquid crystals (Elachi and Yeh, 1973a), microwave acoustics (White, 1970), insect vision (Bernard and Miller, 1968), integrated optics (Elachi and Yeh, 1973b; Chang, 1974; Harris, Winn and

Dalgoulte, 1972; Polky and Harris, 1972), distributed feedback (DFB) lasers (Kogelnik and Shank, 1972; Elachi, Evans and Yeh, 1975), and superlattices (Dingle, Gossard and Wiegmann, 1975). This wide interest in the subject stems from the commonness of periodic structures in nature and in engineering.

The problem of wave propagation in periodic structures is a three-dimensional problem. However, in many cases of engineering interest the problem can, by a separation of variables, be reduced to the one-dimensional problem of plane wave propagation in a medium whose defining parameter is spatially periodic in the direction of propagation. That is, the problem can be formulated as one of finding the propagation properties of a plane wave traveling in, say, the z -direction, through a medium whose defining parameter $\varepsilon(z)$ is a periodic or, more generally, a multiperiodic function of z .

Much work has been done on the problem for the case of singly periodic media. However, with the exception of a few papers on the analysis of almost periodic and slightly disordered crystal structures (Romero, 1971; Hori, 1936; Mott, 1967; Pant and Joshi, 1969), and doubly exposed holograms (Case, 1975; Alferness and Case, 1975), very little attention has been given to the increasingly important cases where $\varepsilon(z)$ is a double periodic function, or in general, a multiperiodic function.

Since structures with multiple periodicities promise to be potentially useful in the design of new devices and new systems and since so little is known of their wave propagation properties, there is a clear and urgent need to study the subject.

FORMULATION OF PROBLEM

To generalize the theory and thus cover instances where the structure is multiperiodic, we consider a plane electromagnetic wave propagating normally through a planes-stratified structure, when the dielectric constant $\varepsilon(z)$ is a function of position z . The properties of this sort of propagation are determined by the one-dimensional reduced wave equation.

$$\frac{d^2}{dz^2} u(z) + k^2(z) u(z) = 0 \quad (1)$$

where $u(z) \exp(-i\omega t)$ is the electric field of the wave and where the wave number $k(z)$ is related by

$$k^2(z) = \omega^2 \mu \varepsilon(z) \quad (2)$$

to the medium's permeability μ and dielectric constant $\varepsilon(z)$. Accordingly, the problem consists of finding $u(z)$ when $k(z)$ is given.

In the case of a periodic medium $\varepsilon(z)$ can be expressed as

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 [1 + \eta f(z)] \quad (3)$$

where ε_0 is a constant, η is a modulation parameter ($0 \leq \eta \leq 1$) and $f(z)$ is a periodic function having a period Λ equal to the spatial period of the medium. Since $f(z)$ is periodic, $k^2(z)$ is likewise periodic, i. e., $k^2(z + \Lambda) = k^2(z)$. When $k^2(z)$ is periodic, equation (1) becomes a Mathieu's or, more generally, a Hill's equation, U can be written in Floquet form, and consequently the propagation properties of the wave can be found by Floquet theory when $f(z)$ is a periodic function expressible as a Fourier series

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} a_n e^{inKz}, \quad (4)$$

where $K = 2\pi/\Lambda$. However, in practice one finds that the computations required by the theory are forbiddingly awkward. Moreover, when $f(z)$ is not periodic, Floquet theory is no longer applicable and some other method of handling the problem has to be used.

For the singly periodic case where we have

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \eta \cos Kz) \quad (5)$$

the problem has been solved, but even for the double periodic case where we have

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \eta_1 \cos K_1 z + \eta_2 \cos K_2 z) \quad (6)$$

the problem is still open. Since (5) yields stop hands at

$$\omega \sqrt{\mu\varepsilon_0} \simeq nK/2 \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (7)$$

one would be tempted to expect that (6) yields stop bands not only at

$$\omega \sqrt{\mu\varepsilon_0} \simeq nK_1/2 \quad \text{and} \quad \omega \sqrt{\mu\varepsilon_0} \simeq mK_2/2 \quad (m, n = 0, 1, 2, \dots) \quad (8)$$

but also at

$$\omega \sqrt{\mu\varepsilon_0} \simeq nK_1/2 \pm mK_2/2. \quad (9)$$

This heuristic result is obtained by regarding (6) as two superposed gratings, with periods $2\pi/K_1$ and $2\pi/K_2$, and then requiring that the wave scattered by both gratings satisfy the Bragg phase-matching condition.

Such multiple scattering effects are already being used in radar oceanography to derive the directional spectrum of ocean waves (Hosselman, 1971; Valenzuela, 1974) and they appear to play a central role in the operation of doubly periodic grating filters, doubly periodic DFB lasers, and other novel devices.

For the multiperiodic case, $\varepsilon(z)$ is given by

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \eta_1 \cos K_1 z + \eta_2 \cos K_2 z + \cdots + \eta_N \cos K_N z). \quad (10)$$

If the ratios K_n/K_m ($n, m = 0, 1, 2, \dots, N$) are rational numbers, the individually periodic terms $\cos K_1 z, \cos K_2 z, \dots, \cos K_N z$ have a common period Λ and hence $\varepsilon(z)$ is a periodic function having the period Λ . On the other hand, if the ratios are irrational numbers, $\varepsilon(z)$ is not a periodic function. In this connection we note that if the individually periodic terms in (10) have arbitrary periods, $\varepsilon(z)$ is a periodic function or at least resembles one. That is, $\varepsilon(z)$ is either purely periodic, as when ratios K_n/K_m are rational numbers, or almost periodic. To illustrate what we mean by "almost periodic" let us consider again the doubly periodic function (6) and assume that K_2/K_1 is irrational. Since K_2/K_1 is irrational, Λ_2/Λ_1 (where $\Lambda_1 = 2\pi/K_1$ and $\Lambda_2 = 2\pi/K_2$) is irrational. From this we see that the two arithmetic progressions $(0, \pm\Lambda_1, \pm 2\Lambda_1, \dots)$ have only the origin in common and hence the function is not periodic. This is exemplified by the fact that the function has the value of $\varepsilon_0(1 + \eta_1 + \eta_2)$ for $z = 0$ and not for any other value of z . However, one can find (by Diophantine analysis) a pair of arbitrarily large integers n_1 and n_2 such that

$$|n_1\Lambda_1 - n_2\Lambda_2| < \delta \quad (11)$$

for any given small number $\delta > 0$. This means that $n_1\Lambda_1$ is approximately or "almost" equal to $n_2\Lambda_2$. If we choose a number τ close to $n_1\Lambda_1$ and $n_2\Lambda_2$ then τ is almost a period of $\cos K_1 z$ and of $\cos K_2 z$. Thus we see that when K_2/K_1 is irrational the doubly period function (6) almost repeats itself when z is increased by τ , i. e., for all z

$$\varepsilon(z + \tau) = \varepsilon(z) + \text{very small quantity}, \quad (12)$$

and in this sense is said to be almost periodic. Although the theory of almost periodic functions has been an interesting mathematical subject for many years (Besicovitch, 1954), it has not become important in applied problems until recently.

The investigation can be carried out by considering the reflection and transmission coefficients of a plane wave normally incident on a plane-stratified slab that extends from $z = 0$ to $z = a$ and has a dielectric constant $\varepsilon(z)$ given by (10). The problem is one of finding how these coefficients depend on frequency and on the choice of modulation parameters $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N$ and spatial periods $2\pi/K_1, 2\pi/K_2, \dots, 2\pi/K_N$.

METHOD OF SOLUTION

To solve the problem it is most convenient to invoke Ambartsumian's principle of invariance (Ambartsumian, 1943, 1944, see also 1958). This

principle, which comes to us from the theory of radiative transfer in planetary atmospheres, provides the basis of a convenient method for calculating the reflection and transmission coefficients. The method proceeds from the central idea of considering how much the reflection coefficient is changed by the addition of a thin layer to the slab's surface, and leads to a nonlinear differential equation for the reflection coefficient. One of the advantages of the method is that, from a computational viewpoint, it is more economical to solve the differential equation for the reflection coefficient than to solve the linear boundary-value problem for the field within the inhomogeneous dielectric.

We recall that in essence our problem involves a plane-stratified dielectric slab that extends from $z = 0$ to $z = a$ and has a wave number $k(z)$. The half-space $z \leq 0$ is filled with a homogeneous dielectric of arbitrary wave number k_0 , and the half-space $z \geq a$, with a homogeneous dielectric of arbitrary wave number k_1 . A wave of unit amplitude is incident on the slab, i. e.,

$$\text{incident wave} = e^{ik_0z} e^{-i\omega t} \quad (z \leq 0). \quad (13)$$

This incident wave generates a reflected wave given by

$$\text{reflected wave} = Re^{-ik_0z} e^{-i\omega t} \quad (z \leq 0) \quad (14)$$

and a transmitted wave given by

$$\text{transmitted wave} = Te^{-ik_1z} e^{-i\omega t} \quad (z \geq a). \quad (15)$$

The problem is to find the reflection coefficient R or the transmission coefficient T from a knowledge of $k(z)$ and the slab thickness. With the aid of the principle of invariance it can be shown that R must satisfy

$$\frac{dR}{dz} = \frac{dk}{dz} \frac{1}{2k} - 2ikR - \frac{dk}{dz} \frac{R^2}{2k}. \quad (16)$$

This nonlinear equation is difficult to handle analytically but rather easy to solve numerically. Starting from the right side ($z = a$) where the end condition is known and progressing in discrete steps to the left (toward $z = 0$) one can solve the equation numerically for the value of R at the left side of the slab. Similarly, the principle of invariance yields also for T a differential equation that lends itself to straight-forward numerical calculation.

Having found R at $z = 0$ or T at $z = a$, one can deduce the propagation properties of the dielectric (the multiperiodic dielectric) and construct its Brillouin diagram.

CONCLUSIONS

Thus we see that the key to the problem of electromagnetic wave propagation in periodic and almost periodic structures is Ambartsumian's principle of invariance. Without the aid of this key, the problem would be quite intractable.

REFERENCES

- Alferness R., Case S. K.*, 1975, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 730.
Allen G., 1953, *Phys. Rev.*, **91**, 531.
Ambartsumian V. A., 1943, *Comptes Rendus, Acad. Sci. USSR*, **38**, 229.
Ambartsumian V. A., 1944, *J. Phys., USSR*, **8**, 65.
Ambartsumian V. A., 1958, *Theoretical Astrophysics*, Pergamon Press, New York, part VIII.
Bernard G. D., Miller W. H., 1968, *Investigative Ophthalmology*, **7**, 416.
Besicovitch A. S., 1954, *Almost Periodic Functions*, Dower, New York.
Bevenssee R. M., 1964, *Electromagnetic Slow Wave Systems*, J. Wiley, New York.
Brillouin N., 1956, *Wave Propagation in Periodic Structures*, Dower, New York.
Case S. K., 1975, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 724.
Chang W. S. C., 1974, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-21, 775.
Dingle R. A., Gossard A. C., Wiegmann W., 1975, *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 1327.
Elachi C., Evans G., Yeh C., 1975, *J. Opt. Soc. Am.*, **65**, 404.
Elachi C., Yeh C., 1973a, *J. Opt. Soc. Am.*, **63**, 840.
Elachi C., Yeh C., 1973b, *J. Appl. Phys.*, **44**, 3146.
Harris J. H., Winn R. K., Dalgoutte D. G., 1972, *Appl. Opt.*, **11**, 2234.
Hessel A., 1969, in *Antenna Theory*, ed. R. E. Collin and F. J. Zucker, McGraw-Hill, New York, Chapter 19.
Hori J., 1966, *Prog. Theor. Phys., Suppl.*, **36**, 3.
Hösselman K., 1971, *Nature, Phys. Sci.*, **229**, 16.
Kittel C., 1968, *Introduction to Solid State Physics*, J. Wiley, New York.
Kogelnik H., Shank C. V., 1972, *J. Appl. Phys.*, **43**, 2327.
Mead D. J., 1973, *J. Sound and Vibrations*, **27**, 235.
Mott N. F., 1967, *Adv. Phys.*, **16**, 49.
Pant M. M., Joshi S. K., 1969, *Phys. Rev.*, **186**, 675.
Polky J. N., Harris J. H., 1972, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 307.
Romerio M. V., 1971, *J. Math. Phys.*, **12**, 552.
Valenzuela G. R., 1974, *J. Geophys. Res.*, **79**, 5031.
White R. M., 1970, *Proc. IEEE*, **58**, 1238.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКИХ И ПОЧТИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ПРИНЦИПА ИНВАРИАНТНОСТИ АМБАРЦУМЯНА

Ч. Г. ПАПАЗ

Калифорнийский технологический институт, Пасадена, США

С большим удовольствием я преподношу эту статью академику В. А. Амбарцумяну по случаю его 70-летия со дня рождения. Своими трудами и делами он щедро и основательно служил нам многие годы. Своими знаменитыми пророческими гипотезами, впоследствии подтвержденными одна за другой, он проложил новые смелые пути для будущих исследователей и последователей. Мы многим обязаны этому истинному герою современной науки. Я присоединяюсь к многочисленным его поклонникам во всем мире, желающим ему очень счастливого дня рождения и долгих счастливых лет жизни.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что проблема распространения волн в одноперiodических структурах исследована и полученные результаты были использованы в схемах различных электронных приборов и систем. Однако недавние исследования по новым приборам и системам выявили необходимость расширения охвата проблемы и таким образом включения распространения волн в многоперiodических структурах. В этой статье мы обсудим подобные структуры и покажем, как они могут быть анализированы наиболее удобным способом с помощью метода, исходящего из принципа инвариантности Амбарцумяна.

ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Изучение распространения волн в перидических структурах активно развивалось в течение многих лет (Бриллуин, 1956) и сыграло главную роль в большом количестве дисциплин, таких как кристаллография рентгеновских лучей и электронов (Киттел, 1968), физика твердого тела (Киттел, 1968; Аллен, 1953), теория и схемы антенн (Хассел, 1969), микроволновые трубки (Бевенсе, 1964), структурная техника (Мид, 1973), жидкие кристаллы (Элачи и Их, 1973а), микроволновая акустика (Уайт, 1970), интегральная оптика (Элачи и Их, 1973б;

Чанг, 1974; Харрис, Винн и Далгулт, 1970; Полки и Харрис, 1972), распределенные лазеры с обратной связью (DFB) (Когельник и Шанк, 1972; Элачи, Эванс и Иех, 1975) и сверхструктуры (Дингл, Госсард и Вигманн, 1975). Этот широкий интерес к предмету исходит из общности периодических структур в природе и в технике.

Проблема распространения волн в периодических структурах является трехмерной проблемой. Однако во многих случаях, представляющих интерес для техники, проблема может быть приведена разделением переменных к одномерной задаче плоского распространения волн в среде, определяющий параметр которой является пространственно-периодическим в направлении распространения. То есть проблема может быть сформулирована как задача нахождения свойств распространения плоской волны, движущейся в направлении, скажем, z , через среду, определяющий параметр которой $\epsilon(z)$ является периодической или, в более общем случае, многопериодической функцией от z .

Много работы было проделано над проблемой для случая однопериодической среды. Однако за исключением некоторых статей об анализе почти периодических и слегка беспорядочных кристалльных структур (Ромерио, 1971; Хорн, 1966; Мотт, 1967; Пант и Йоши, 1969) и дважды экспонированных голограмм (Кейз, 1975; Алфернесс и Кейз, 1975) очень мало внимания было обращено на возрастающе важные случаи, когда $\epsilon(z)$ является двойной периодической функцией или, в общем, многопериодической функцией.

Так как структуры с многопериодичностью обещают быть потенциально полезными в схемах новых приборов и новых систем и очень мало известно о свойствах распространения волн ими, возникла очевидная и срочная необходимость изучения этого вопроса.

ФОРМУЛИРОВКА ПРОБЛЕМЫ

Для обобщения теории и, таким образом, охвата случаев, когда структура многопериодическая, мы рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны нормально через плоско-расслоенную структуру, когда диэлектрическая постоянная $\epsilon(z)$ является функцией от положения z . Свойства такого рода распространения определяются одномерным сокращенным волновым уравнением.

$$\frac{d^2}{dz^2} u(z) + k^2(z) u(z) = 0, \quad (1)$$

где $u(z) \exp(-i\omega t)$ является электрическим полем волны, а волновое число $k(z)$ связано с проницаемостью среды μ и диэлектрической постоянной $\epsilon(z)$ следующим образом:

$$k^2(z) = \omega^2 \mu \epsilon(z). \quad (2)$$

Соответственно, задача состоит в нахождении $u(z)$, когда дано $k(z)$.

В случае периодической среды $\varepsilon(z)$ может быть выражена как

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 [1 + \eta f(z)], \quad (3)$$

где ε_0 — постоянная, η — модуляционный параметр ($0 \leq \eta \leq 1$), а $f(z)$ — периодическая функция, имеющая период Λ , равный пространственному периоду среды. Так как $f(z)$ является периодической функцией, то $k^2(z)$ также будет периодической, то есть $k^2(z + \Lambda) = k^2(z)$. Но когда $k^2(z)$ является периодической функцией, уравнение (1) становится уравнением Матьюса или, в более общем случае, уравнением Хилла и может быть написано в форме Флока. Следовательно, свойства распространения волны могут быть найдены по теории Флока, когда $f(z)$ периодическая функция, выраженная как ряд Фурье

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{inKz}, \quad (4)$$

где $K = 2\pi/\Lambda$.

Однако на практике оказывается, что вычисления, требуемые теорией, являются очень трудными. Более того, когда функция $f(z)$ непериодическая, теория Флока больше не применима и для решения проблемы должен быть использован какой-нибудь другой метод.

Для однопериодического случая, где мы имеем

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \eta \cos Kz), \quad (5)$$

проблема была решена, но даже для двухпериодического случая, где мы имеем

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \eta_1 \cos K_1 z + \eta_2 \cos K_2 z), \quad (6)$$

проблема остается еще открытой. Так как (5) дает полосу заграждения на

$$\omega \sqrt{\mu \varepsilon_0} \simeq nK/2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (7)$$

заманчиво ожидать, что (6) даст полосы заграждения не только на

$$\omega \sqrt{\mu \varepsilon_0} \simeq nK_1/2 \quad \text{и} \quad \omega \sqrt{\mu \varepsilon_0} \simeq mK_2/2 \quad (8)$$

$$(n, m = 0, 1, 2, \dots),$$

но также на

$$\omega \sqrt{\mu \varepsilon_0} \simeq nK_1/2 \pm mK_2/2. \quad (9)$$

Этот эвристический результат получается при рассмотрении (6) как двух наложенных решеток с периодами $2\pi/k_1$ и $2\pi/k_2$, и требуя затем, чтобы волна рассеянная двумя решетками удовлетворила условию согласования фазы Брегга.

Подобные эффекты многократного рассеяния уже применяются в радарной океанографии для выведения спектра океанических волн по направлениям (Хосселман, 1971; Валензуела, 1974) и играют, по-видимому, главную роль в работе двухпериодических решетчатых фильтров, двухпериодических DFB лазеров и других новых приборов.

Для многопериодического случая $\varepsilon(z)$ дается по формуле

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 (1 + \eta_1 \cos K_1 z + \eta_2 \cos K_2 z + \dots + \eta_N \cos K_N z). \quad (10)$$

Если отношения K_n/K_m ($n, m = 0, 1, 2, \dots, N$) рациональные числа, то индивидуально периодические члены $\cos K_1 z, \cos K_2 z, \dots, \cos K_N z$ имеют общий период Λ и, следовательно, $\varepsilon(z)$ является периодической функцией, имеющей период Λ . С другой стороны, если эти отношения являются иррациональными числами, то $\varepsilon(z)$ непериодическая функция. В связи с этим мы отмечаем, что если индивидуально периодические члены в (10) имеют произвольные периоды, то $\varepsilon(z)$ периодическая функция или, по крайней мере, напоминает ее. То есть $\varepsilon(z)$ является либо чисто периодической функцией, как в случае, когда отношения K_n/K_m являются рациональными числами, либо почти периодической функцией. Чтобы иллюстрировать то, что мы подразумеваем под «почти периодичностью», снова рассмотрим двухпериодическую функцию (6) и предположим, что отношение K_2/K_1 является иррациональным. Так как оно иррациональное, то отношение Λ_2/Λ_1 (где $\Lambda_1 = 2\pi/K_1$ и $\Lambda_2 = 2\pi/K_2$) также иррациональное. Отсюда мы видим, что две арифметические прогрессии $(0, \pm \Lambda_1, \pm 2\Lambda_1, \dots)$ имеют только общее происхождение и, следовательно, функция не является периодической. Этому служит примером тот факт, что функция имеет значение $\varepsilon_0 (1 + \eta_1 + \eta_2)$ для $z=0$, но не для какого-либо другого значения z . Однако можно найти (с помощью анализа Диофантина) пару произвольно больших целых чисел n_1 и n_2 таких, чтобы

$$|n_1 \Lambda_1 - n_2 \Lambda_2| < \delta \quad (11)$$

для любого малого числа $\delta > 0$. Это означает, что $n_1 \Lambda_1$ равно приблизительно или „почти“ $n_2 \Lambda_2$.

Если выбрать число τ близкое к $n_1 \Lambda_1$ и $n_2 \Lambda_2$, то τ будет почти периодом для $\cos K_1 z$ и $\cos K_2 z$. Таким образом, мы видим, что когда отношение K_2/K_1 является иррациональным, то двухпериодическая функция (6) почти повторяет себя, когда z возрастает на τ , то есть для всех z .

$$\varepsilon(z + \tau) = \varepsilon(z) + \text{очень малая величина}, \quad (12)$$

и в этом смысле говорят, что она является почти периодической. Несмотря на то, что теория почти периодических функций в течение многих лет являлась интересным математическим предметом (Бесикович, 1954), она до последнего времени не стала важной в прикладных задачах.

Исследование этого вопроса можно выполнить, рассматривая коэффициенты отражения и пропускания плоской волны, нормально падающей на расслоенную пластину с протяженностью от $z=0$ до $z=a$ и имеющей диэлектрическую постоянную $\epsilon(z)$, заданную по формуле (10). Проблема заключается в том, чтобы найти, как эти коэффициенты зависят от частоты и выбора модуляционных параметров $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N$ и пространственных периодов $2\pi/K_1, 2\pi/K_2, \dots, 2\pi/K_N$.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для решения задачи наиболее удобно обратиться к принципу инвариантности Амбарцумяна (Амбарцумян, 1943, 1944, см. также 1958). Этот принцип, который пришел из теории переноса излучения в планетных атмосферах, служит основой удобного метода для вычисления коэффициентов отражения и пропускания. Метод исходит из главной идеи, рассматривающей, насколько меняется коэффициент отражения при добавлении тонкого слоя к поверхности пластины, и приводит к нелинейному дифференциальному уравнению для коэффициента отражения. Одно из преимуществ метода с вычислительной точки зрения заключается в том, что более экономно решить дифференциальное уравнение для коэффициента отражения, чем решить линейную задачу граничного значения для поля внутри неоднородного диэлектрика.

Вспомним, что в сущности наша проблема включает в себя плоско-расслоенную диэлектрическую пластину, которая распространяется от $z=0$ до $z=a$ и имеет волновое число $k(z)$. Полупространство $z \leq 0$ наполнено неоднородным диэлектриком с произвольным волновым числом k_0 , а полупространство $z \geq a$ — однородным диэлектриком с произвольным волновым числом k_1 . Волна единичной амплитуды падает на пластину, то есть

$$\text{падающая волна} = e^{ik_0z} e^{-i\omega t} \quad (z \leq 0). \quad (13)$$

Эта падающая волна рождает отраженную волну, заданную формулой

$$\text{отраженная волна} = R e^{-ik_0z} e^{-i\omega t} \quad (z \leq 0), \quad (14)$$

и пропущенную волну, заданную формулой

$$\text{пропущенная волна} = T e^{-ik_1z} e^{-i\omega t} \quad (z \geq a). \quad (15)$$

Задача заключается в том, чтобы найти коэффициент отражения R или коэффициент пропускания T , зная $k(z)$ и толщину пластины. С помощью принципа инвариантности можно показать, что R должно удовлетворить уравнению

$$\frac{dR}{dz} = \frac{dk}{dz} \cdot \frac{1}{2k} - 2ikR - \frac{dk}{dz} \cdot \frac{R^2}{2k}. \quad (16)$$

Это нелинейное уравнение трудно поддается аналитически, однако довольно легко его решать численно. Начиная с правой стороны ($z=a$), где известно конечное условие, и продвигаясь дискретными шагами влево (к $z=0$), можно решить уравнение численно для величины R на левой стороне пластины. Подобным же образом принцип инвариантности также для T дает дифференциальное уравнение, которое поддается непосредственному численному вычислению.

Находя R при $z=0$ или T при $z=a$, можно выводить свойства распространения диэлектрика (многопериодического диэлектрика) и составить его диаграмму Бриллюна.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы видим, что ключом для решения задачи распространения электромагнитных волн в периодических и почти периодических структурах является принцип инвариантности Амбарцумяна. Без помощи этого ключа задача была бы полностью недоступной.

ЛИТЕРАТУРА

- Alferness R., Case S. K.*, 1975, J. Opt. Soc. Am., **65**, 730.
Allen G., 1953, Phys. Rev., **91**, 531.
Амбарцумян В. А., 1943, ДАН СССР, **38**, 229.
Ambartsumian V. A., 1944, J. Phys., USSR, **8**, 65.
Ambartsumian V. A., 1958, *Theoretical Astrophysics*, Pergamon Press, New York, part VIII.
Bernard G. D., Miller W. H., 1968, Investigative Ophthalmology, **7**, 416.
Besicovitch A. S., 1954, *Almost Periodic Functions*, Dower, New York.
Bevensee R. M., 1964, *Electromagnetic Slow Wave Systems*, J. Wiley, New York.
Brillouin N., 1956, *Wave Propagation in Periodic Structures*, Dower, New York.
Valenzuela G. R., 1974, J. Geophys. Rev., **79**, 5031.
Dingle R. A., Gossard A. C., Wiegmann W., 1975, Phys. Rev. Lett., **34**, 1327.
Case S. K., 1975, J. Opt. Soc. Am., **65**, 724.
Kittel C., 1968, *Introduction to Solid State Physics*, J. Wiley, New York.
Kogelnik H., Shank C. V., 1972, J. Appl. Phys., **43**, 2327.
Mead D. J., 1973, J. Sound and Vibrations, **27**, 235.
Mott N. F., 1967, Adv. Phys., **16**, 49.
Pant M. M., Joshi S. K., 1969, Phys. Rev., **186**, 675.
Polky J. N., Harris J. H., 1972, Appl. Phys. Lett., **21**, 307.
Romero M. V., 1971, J. Math. Phys., **12**, 552.
White R. M., 1970, Proc. IEEE, **58**, 1238.
Harris J. H., Winn R. K., Dalgoutte D. G., 1972, Appl. Opt., **11**, 2234.
Hessel A., 1969, in *Antenna Theory*, ed. R. E. Collin and F. J. Zucker, McGraw-Hill, New York, Chapter 19.
Hori J., 1966, Prog. Theor. Phys., Suppl., **36**, 3.
Hosselman K., 1971, Nature, Phys. Sci., **229**, 16.
Chang W. S. C., 1974, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-21, 775.
Etachi C., Evans G., Yeh C., 1975, J. Opt. Soc. Am., **65**, 404.
Etachi C., Yeh C., 1973a, J. Opt. Soc. Am., **63**, 840.
Etachi C., Yeh C., 1973b, J. Appl. Phys., **44**, 3146.



LA THÉORIE DES ATMOSPHÈRES STELLAIRES: TENDANCES ACTUELLES

JEAN-CLAUDE PECKER

Collège de France, Paris, France

EN GUISE D'INTRODUCTION

V. A. Ambartsumian, Président de l'Académie des Sciences d'Arménie, Membre de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., ancien Président de l'Union Astronomique Internationale et du Conseil International des Unions Scientifiques, est un savant trop connu pour que l'hommage collectif qui lui est rendu par cet ouvrage ne comporte aussi une note plus personnelle, celle de l'amitié qu'ont pour lui, de par le monde, tous ceux qui, dans ces organisations internationales ainsi qu'à l'Observatoire de Byurakan, ont, comme moi, collaboré avec lui depuis de nombreuses années.

Qu'il veuille bien me pardonner si j'évoque nos premiers contacts en France, peu d'années après la guerre: le jeune chercheur cherchait auprès du vieux (si jeune!) routier des atmosphères stellaires les chemins des nouvelles techniques. La souriante bienveillance de Victor Ambartsumian répondait sans se lasser. Plus tard, ce fut l'UAI, et l'ICSU... Yerevan, Bombay, Hambourg, Prague, Vienne... Et toujours, dans ces discussions qui furent parfois quelque peu byzantines, le solide bon sens du Professeur Ambartsumian nous ramenait sur terre — avec le sourire. Je n'aurai garde d'oublier la coopération, qui dure depuis de nombreuses années entre l'Institut d'Astrophysique et l'Observatoire de Byurakan, et qui me permit d'y faire un long séjour: alors, Ambartsumian, malgré des ennuis de santé qui l'alarmaient sans qu'il le dise, était toujours disponible; les entretiens au tableau noir ne portaient plus sur les atmosphères stellaires, mais sur les quasars; nous sentions en effet clairement que c'était partout que pouvait, que devait se faire l'astrophysique, dans les étoiles proches comme dans l'univers lointain; la classification de Byurakan, à cette époque, contribua grandement à éclairer mes idées.

A Victor Ambartsumian: un très heureux anniversaire, avec ce livre qui rassemble les contributions de tous ses amis,

I

C'est dans un mémoire paru en U.R.S.S., en 1942, dans l'*Astronomiceskij Zhurnal*, que V. A. Ambartsumian présenta, pour la première fois, une méthode susceptible, par l'application simple d'un principe physique non moins simple, de résoudre exactement un vieux problème posé par Milne, celui du transfert de rayonnement dans une atmosphère "grise", où l'énergie n'est véhiculée que par les photons, et dont la géométrie est élémentaire: des couches planes et parallèles.

Malheureusement, ce mémoire essentiel était alors introuvable en Europe occidentale et aux U.S.A., en raison des difficultés de communication imposées par la Seconde Guerre Mondiale; si bien que d'autres chercheurs (Chandrasekhar, dès 1944; Kourganoff, dès 1947; Marshak, Davison, Le Caine, en 1947; et d'autres — voir références dans Kourganoff, 1952) attaquèrent indépendamment ce problème et ne redécouvrirent que plus tard l'importance évidente du travail d'Ambartsumian.

La méthode d'Ambartsumian est exposée dans ses propres travaux et, d'une façon objective, dans l'ouvrage encore excellent de V. Kourganoff (1952). Nous ne ferons donc ici qu'en évoquer l'essentiel.

Le "principe d'invariance" auquel se résume, physiquement, la méthode d'Ambartsumian, nous dit que: "*l'intensité du rayonnement émergeant d'une atmosphère semi-infinie est invariante si l'on ajoute ou soustrait une couche matérielle d'épaisseur optique infinitésimale*". Ceci veut dire en somme qu'à l'opération physique de cet "épluchage" imaginaire (figure 1) correspond un réajustement simultané de la physique des couches successives. Nous n'avons pas besoin d'entrer dans de longs calculs pour voir que ce principe, s'il suffit à résoudre le "problème restreint" de Milne, est d'une bien plus grande généralité, et s'applique tout aussi bien au cas le plus général. Nous verrons au paragraphe VI que cette méthode a été utilisée récemment au laboratoire d'Astrophysique théorique du Collège de France.

Mais il apparut vite (quel que soit alors le principe de la méthode) que les limitations du caractère réaliste des solutions venaient *rarement* des simplifications archétypales de la définition du problème, mais *souvent* des complications numériques introduites par une certaine complexité dans la composition chimique, par la loi de variation de l'opacité avec la longueur d'onde, notamment par l'introduction des raies spectrales, par une géométrie plus complexe, et enfin par la reconnaissance du fait que les processus de population des niveaux d'énergie des atomes dépendent du champ de rayonnement, et ne satisfont donc pas à l'approximation cohérente qu'est l'équilibre thermodynamique local (ETL).

Aussi, dès que les grands ordinateurs apparurent, les méthodes plus anciennes, fondées sur un raisonnement physique et sur des approximations mathématiques claires, s'estompèrent doucement; et de véritables catalogues de "modèles" apparurent, calculés dans le cadre d'hypothèses

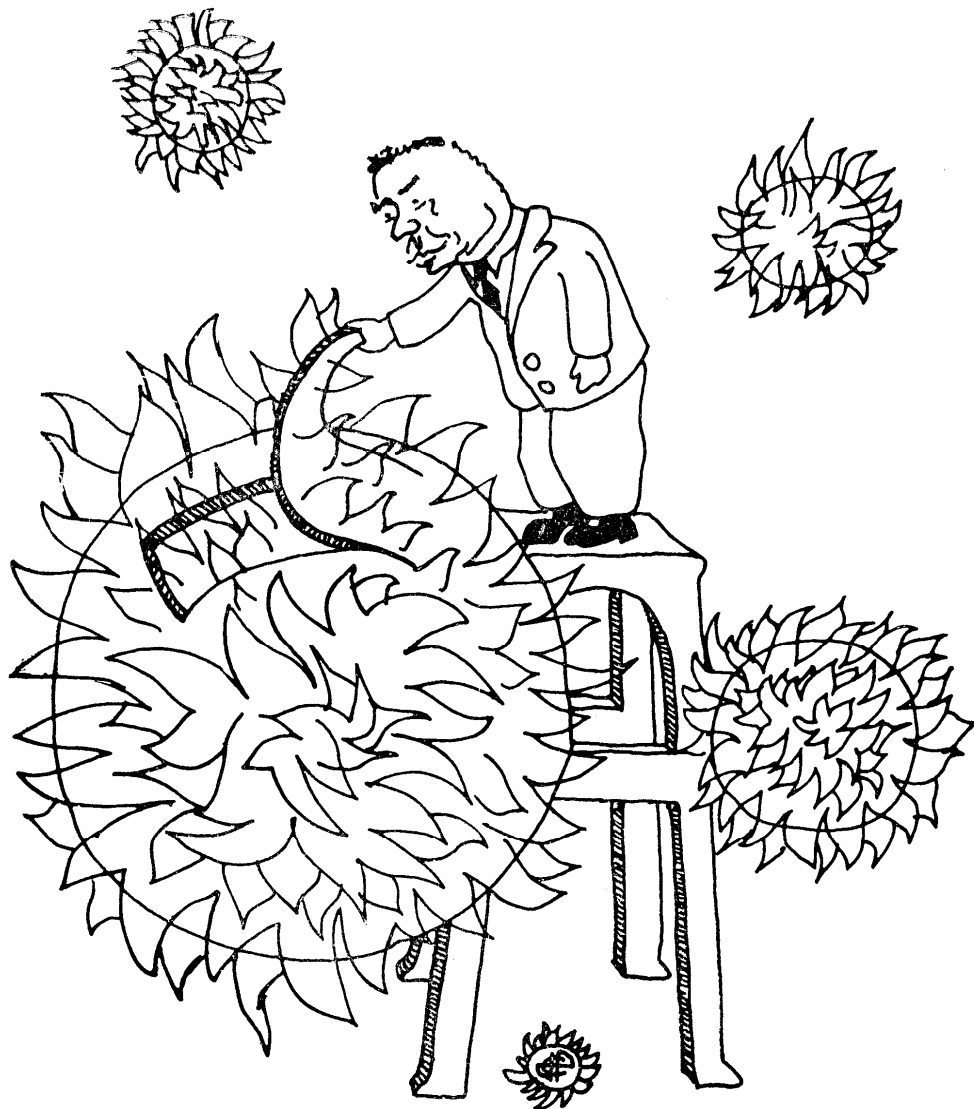


Fig. 1. Le principe d'invariance d'Ambartsumian.

simplificatrices maintenant classiques: ils supposaient l'équilibre radiatif (ER), l'équilibre hydrostatique (EH); ils tenaient compte, au mieux, de la structure des atomes et des raies, et traitaient les sources d'opacité

dans l'hypothèse de l'équilibre stationnaire des populations des niveaux (NETL); ils supposaient enfin une géométrie plan-parallèle (PP) ou sphérique (SP), impliquant une structure homogène. On consultera par exemple l'ouvrage de Mihalas récemment réédité (1977).

A ce stade, on soulignera que la progression, à partir des premiers travaux, suivait une double voie. D'une part, on reconnaissait le caractère *archétypal* de la description des atmosphères stellaires. Il s'agissait d'un jeu d'*hypothèses physiques*, bien définies, mais ne correspondant pas nécessairement à la réalité astrophysique. D'autre part, dans la solution d'un problème archétypal donné, bien défini par ces hypothèses physiques, on se livrait à des *approximations* imposées par la difficulté pratique du problème. Bien évidemment, les deux types de simplifications (hypothèses physiques simples, approximations numériques ou algébriques) n'avaient pas la même nature. Mais la préoccupation majeure était alors de se débarrasser progressivement des deux types de simplifications; l'apparition des ordinateurs, comme on vient de le dire, permettait de dépasser le stade des approximations; mais elle n'améliorait en rien le caractère assez simple de la physique des archétypes.

Aller plus loin dépendait donc évidemment de la *physique*: mais les modèles publiés avaient tant de chiffres significatifs qu'il sembla aussitôt malséant de douter des premiers de ces chiffres (!) en niant la généralité de l'équilibre radiatif, de l'équilibre hydrostatique, ou des géométries (malgré tout simplifiées) qu'ils supposaient. En fait, il ne s'agissait pas de ce qu'on devrait appeler des "modèles", mais simplement d'"archétypes" un peu trop compliqués. Je m'explique: un "modèle" est, à strictement parler, l'ensemble des nombres représentant, en divers points d'une atmosphère stellaire, la distribution de certaines grandeurs physiques, et des équations permettant de déduire de ces nombres les grandeurs observables. Un "bon" modèle permet de calculer en effet *toutes* les grandeurs observables, avec la précision avec laquelle on peut les mesurer: la notion de bon modèle évolue donc avec la qualité des observations. Un modèle "complet", c'est un modèle qui définit *toutes* les grandeurs physiques en *tous* les points: il est alors possible d'en tirer des grandeurs observables, mais *non nécessairement encore observées*. Or, a priori, dès qu'on connaît l'existence de la granulation solaire (pour citer un seul exemple), on sait bien que le modèle homogène n'est ni complet ni même bon: et il n'y a aucune raison d'admettre que la granulation n'est pas un phénomène très général! Les tables de "modèles" ne sont donc, au mieux, que des tables de solutions de problèmes "archétypaux": problèmes bien définis, prétendant à la cohérence à l'intérieur d'un ensemble d'hypothèses, mais ne pouvant prétendre à reproduire la réalité physique, tant qu'il n'a pas été prouvé que ces hypo-

thèses sont aussi de bonnes approximations de cette réalité; leur intérêt est de faire réfléchir sur le rôle de certains paramètres, gravité, température effective, etc. dans la formation de divers caractères observables. De toute évidence, il ne faut pas leur en demander trop.

Entre les premiers archétypes et les tables modernes (et nous n'utiliserons plus ci-après le mot "modèle" qu'avec des précautions et dans sa signification la plus stricte, celle d'une bonne représentation des caractères observés), une histoire des idées est intéressante en ce qu'elle montre l'acquis progressif de nos réflexions, les intuitions de mieux en mieux élaborées, basées sur la comparaison entre les schémas archétypaux et les observations, toujours plus complètes et plus précises. Mais cette histoire montre très vite la divergence entre la réalité observée, et les archétypes les mieux élaborés à partir d'intuitions partielles.

Ce retour en arrière nous conduit donc à une réflexion un peu dé-sabusée peut-être à ce stade: à quoi bon ces masses d'archétypes numériques, véritables annuaires téléphoniques? Et quelle doit être en 1978 la finalité des discussions, des réflexions sur les atmosphères stellaires?

II

Au début de ce siècle, un problème fondamental était, évidemment, de connaître la structure des étoiles. Leur rayonnement visible avait été observé, était même connu quantitativement, dans la mesure où l'on disposait de quelques parallaxes. Et la classification des étoiles par couleurs (qui date du Père Secchi) était alors interprétée par analogie avec les lois du corps noir, familières aux physiciens des laboratoires, en termes de température: étoiles bleues chaudes, étoiles rouges froides.

A cette époque donc, l'archétype, c'était le *corps noir*, en équilibre thermodynamique (ET). La température suffisait à en définir toutes les propriétés; mais n'était-il pas paradoxal d'observer un corps noir? Il fallait imaginer dans ses parois (l'opacité est a priori infinie dans le corps noir) un petit trou d'où sortait le rayonnement, et d'où on en pouvait donc mesurer le spectre. Mais ce faisant, on perturbait gravement l'objet mesuré, à l'endroit même où l'on faisait la mesure. Toute détermination de la température d'une étoile reposait encore sur une hypothèse plus grave: ce petit trou percé dans la paroi d'un corps noir, le voilà étendu à toute sa surface ouverte, et considérablement différente d'un corps noir. Cette remarque fait penser, mutatis mutandi, à un vieux principe de la physique moderne: l'observation même perturbe tellement l'objet à mesurer que le sens de la mesure en est profondément modifié... Qu'importe, il y a la théorie du corps noir; et de cette théorie, la comparaison

avec une observation d'intensité spécifique du rayonnement suffit à fournir une valeur de la température.

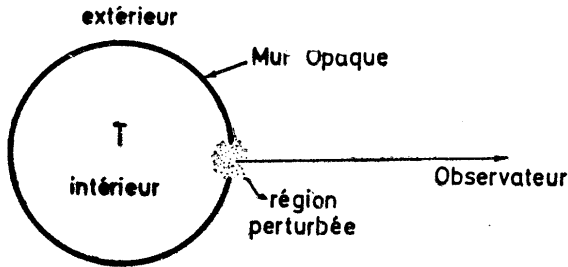


Fig. 2. Observation d'un corps noir.

Le corps noir est isolé de l'extérieur, et fermé. Un "petit" trou dans la paroi permet d'en observer le rayonnement, dont l'intensité théorique $B_\nu(T)$ (fonction de Planck) dépend seulement de sa température. Au voisinage du trou, la perturbation qu'il constitue peut affecter le rayonnement théorique.

La perturbation même qu'imposait à l'étoile le fait de n'être pas le système *isolé* qu'était le corps noir, mais un système *en interaction* (et largement!) avec l'extérieur, eut des conséquences immédiatement visibles. Pas deux techniques de détermination de la température ne de-

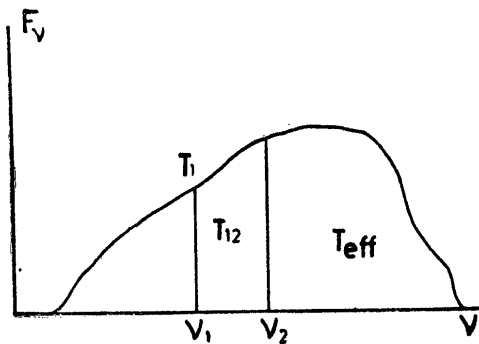


Fig. 3. Températures observées.

On porte en ordonnée le flux observé de l'astre étudié, F_ν , par cm^2 de sa surface, si l'on connaît sa distance. On peut mesurer: la température de brillance T_1 , en une fréquence ν_1 . On a: $\pi B_{\nu_1}(T_1) = F_{\nu_1}$; la température effective T_{eff} . On a:

$$B(T_{eff}) = \int_0^\infty B_\nu(T_{eff}) d\nu = \int_0^\infty F(\nu) d\nu. \text{ L'intégrale est mesurée en fait sur le domaine}$$

spectral observable; et des calculs permettent l'extrapolation au domaine spectral entier (correction bolométrique); la température de couleur (même si l'on ne connaît pas la distance de la source) entre deux fréquences ν_1 et ν_2 : $B_{\nu_1}(T_{12})/B_{\nu_2}(T_{12}) = F(\nu_1)/F(\nu_2)$.

vaient aboutir aux mêmes valeurs... L'idée de l'assimilation de l'étoile réelle à l'archétype corps noir conduisit les astrophysiciens à définir des "températures effectives", des "températures de couleur", des "températures de brillance"... et, dans le cas du Soleil tout au moins, à découvrir que, chacune d'entre elles dépendant du point du disque solaire étudié, les différences entre le centre et le bord (ce qui dans le domaine visible se traduisait par l'assombrissement) restent bien évidemment très notables.

Que la température T décroisse avec l'altitude X dans l'étoile devenait évident. Au lieu de la paroi chaude, épaisse, opaque — un mur — qu'impliquait le concept dépassé de l'étoile-corps noir, il fallait donc imaginer une atmosphère profonde, aux propriétés dépendant de la profondeur, et partiellement transparente. Supposer l'absorption "grise" permettait encore des simplifications et, la géométrie aidant, on n'avait plus que le problème de l'obtention (empirique) d'un modèle décrivant les variations de T avec la profondeur. La grandeur physique importante était le produit de l'épaisseur par l'opacité — la profondeur optique τ —, et c'est la relation $T(\tau)$ que l'on pouvait tirer des mesures, grâce aux lois (adaptées) de l'émissivité du corps noir.

C'est à ce moment qu'intervint le problème de Milne, après cette dispute de quelques décennies qui opposait Eddington ou Milne, tenants de "l'équilibre radiatif", à Schwarzschild, tenant de "l'équilibre convectif": comment expliquer en effet cette décroissance observée de la température vers l'extérieur, et dont la preuve observable la plus évidente est l'assombrissement du disque? L'énergie vient d'en bas — des profondeurs internes de l'étoile. Elle est de qu'elle est. Elle sort de l'étoile; mais sous quelle forme? Une partie importante est-elle véhiculée par des mouvements, comme l'observation de la granulation le suggère? Ou le rayonnement absorbé, réémis, etc. est-il le véhicule essentiel de ce transport? L'équilibre radiatif sembla mieux "marcher"; il permit de définir le problème de Milne, sous sa forme restreinte, que nous avons déjà citée; et il donna lieu à une quantité considérable de publications, plus mathématiques que physiques pour la plupart, et où il faut admirer l'ingéniosité de l'artiste et le caractère admirable (mais parfois bien gratuit!) de ses acrobaties...

La comparaison avec une observation toujours plus riche mit en évidence d'autres problèmes, et singulièrement le besoin de faire appel à des *paramètres nouveaux* caractérisant l'équilibre de ces régions atmosphériques.

L'absorption "grise" abandonnée (à cause des divergences entre T_{eff} , T_{coul} , T_{brill} ...), le découplage artificiel entre les différentes régions du spectre devait être par suite abandonné aussi. L'opacité dépendait de

la profondeur, bien sûr, mais physiquement, par deux paramètres physiques, *pression* et *température*; et il fallait donc pouvoir introduire dans les archétypes une façon de prédire la variation de la pression; le seul paramètre de profondeur optique ne suffisait plus alors pour caractériser une couche physique de l'étoile. Ce fut l'équation d'équilibre hydrostatique (parfois utilisée avec des "gravités effectives") qui vint s'ajouter à l'équation de l'équilibre radiatif et s'introduire dans la théorie des "archétypes" classiques de l'équilibre radiatif, traités dans le cas "non-gris".

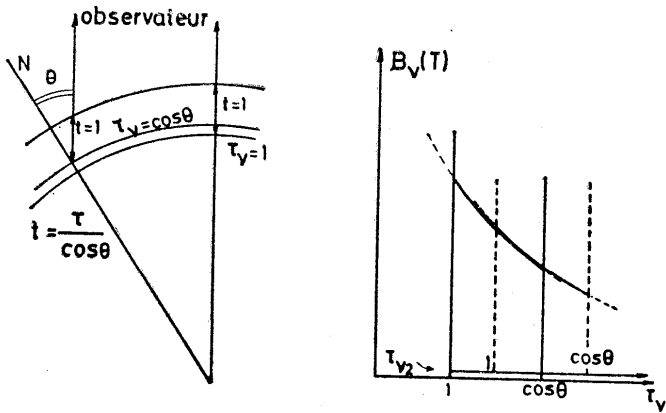


Fig. 4. Modèles empiriques tirés de l'assombrissement du disque solaire.

A gauche, on voit que pour des points proches du bord, la profondeur optique $t = 1$ le long du rayon visuel est atteinte en des couches plus superficielles qu'au centre: s'il y a "assombrissement" vers le bord, cela veut dire que la température de brillance, à la température considérée, décroît vers l'extérieur. A droite, la fonction de Planck de la température de brillance, tirée directement de la variation du flux observé sur le disque en fonction de $\cos \theta$, est représentée à deux longueurs d'onde en fonction de la profondeur optique verticale τ . Si $\tau = 1$ correspond évidemment à $t = 1$, pour $\cos \theta = 1$ (centre du disque), la construction de la figure de gauche permet de voir que pour $t = 1$, et pour une valeur quelconque de $\cos \theta$, on a $\tau = \cos \theta$.

Les courbes correspondant aux deux fréquences ν_1 et ν_2 correspondent à un glissement de l'échelle des abscisses, rendu nécessaire par le fait que τ_{ν_1} et τ_{ν_2} ne sont pas égaux à une même profondeur géométrique, l'opacité étant fonction de la longueur d'onde. En principe la coïncidence (on peut calculer le glissement nécessaire si l'on connaît la variation de l'opacité avec la fréquence) est assurée — ce qui traduit le fait qu'à une couche donnée ne correspond, dans cette analyse, qu'une température moyenne.

Il était clair que la *composition chimique* de l'atmosphère, qui conditionnait l'opacité et qui se traduisait aussi par le spectre de raies (volontairement oublié dans les archétypes, car trop complexe — mais bien réel néanmoins!), jouait dans cette nouvelle étape un rôle essentiel. Ce

rôle fut camouflé longtemps par le fait empirique que les spectres stellaires restaient "bien classés" dans des classifications à deux paramètres seulement, et que la donnée de la seule valeur de la température effective et de la gravité suffisait à calculer des archétypes corrects avec des compo-

Intensité I_ν mesurable sur le Soleil
 (ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)

Equation de transfert $\frac{dI_\nu}{d\mu} = \alpha_\nu \rho [B_\nu(\tau) - I_\nu] \cos \theta$

Flux $F_\nu = 2\pi \int_{-1}^{+1} \cos \theta I_\nu d(\cos \theta)$ mesurable pour une étoile
 $F = \int_0^\infty F_\nu d\nu$

Hypothèses géométriques: **PP** couches plan-parallèles

Equilibre radiatif: **ER** $\Rightarrow F = \text{constante} = \sigma T_{\text{eff}}^4$

Equilibre thermodynamique local **ETL**

$B_\nu = 1.47 \nu^3 \left\{ \exp(4.8 \cdot 10^{-11} \nu/T) - 1 \right\}^{-1}$ ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
 (Fonction de Planck)

Equilibre hydrostatique **EH**

$\mu = - \int_0^x g \rho dh = \int_0^\tau g \frac{d\tau_\nu}{\alpha_\nu}$

Si **ER** $\left\{ \begin{array}{l} \text{cas gris} : \alpha_\nu = \alpha ; F_\nu = F ; \tau_\nu = \tau = \int_0^\tau \alpha \rho dh \\ \text{cas non-gris} \end{array} \right. \Rightarrow T^4 = \frac{3}{4} T_{\text{eff}}^4 [q(\tau) + \tau]$

$\left. \begin{array}{l} \text{EH} \\ \text{ETL} \\ \text{ER} \end{array} \right\} \Rightarrow T(\tau_\nu, \mu, g, T_{\text{eff}})$

Fig. 5. Les équations des modèles-archétypes classiques.

sitions chimiques standardisées, différant peu d'un auteur à l'autre. La raison en était simple: la composition chimique des étoiles varie peu d'une étoile à l'autre; et ce hasard fut la cause du succès de la théorie classique des archétypes d'atmosphères. Mais il fallait bien reconnaître que cette

constatation—le fait que des modèles à *deux* paramètres suffisent en général à la classification—rendait assez vaines toutes spéculations sur les insuffisances de la théorie. Etiquettes à deux paramètres, “modèles” (pardon!) à deux paramètres? Tout allait bien!

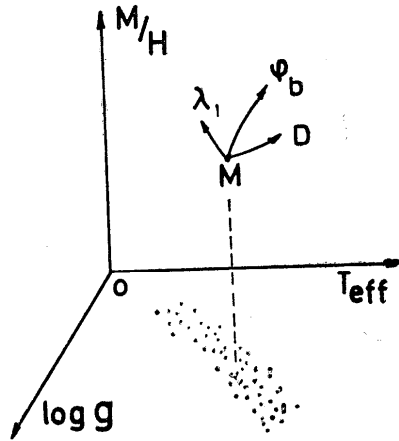


Fig. 6a. Correspondance entre une classification tri-dimensionnelle empirique et une classification paramétrique des modèles-archétypes correspondants.

La découverte de l'existence de *populations stellaires* intervint vers les années 1950. V. A. Ambartsumian joua dans cette découverte, simultanément avec Walter Baade, un rôle éclairant, notamment en attirant l'attention sur le fait que le troisième paramètre de classification, en vérité un paramètre cinématique et spatial, était *continu*. Ceci permet de montrer que ce paramètre était lié à des caractéristiques spectrales, et pas seulement cinématiques et spatiales. Le rôle de la composition chimique, en permettant à des archétypes d'atmosphères à trois paramètres (T_{eff} , $\log g$, M/H) d'être construits, et de décrire ainsi en principe les trois paramètres reconnus nouvellement comme nécessaires à la classification spectrale (ceux, par exemple, de la classification de l'Institut d'Astrophysique, de Barbier, Chalonge et Divan, D , λ_1 , Φ_b) permettait d'étendre, sans modification de principe, le succès de la théorie classique...

Certes, trois paramètres de classification *suffisent* le plus souvent... Mais les équations utilisées permettent-elles d'y faire correspondre trois paramètres physiques ayant un sens? Il semble clair aujourd'hui que la classification stellaire, qu'elle soit à deux, trois paramètres, ou plus, est un instrument commode, mais que trop de physique est absente de la fabrication des archétypes de comparaison pour que la détermination des paramètres physiques soit possible *sans ambiguïté*. Autrement dit, un

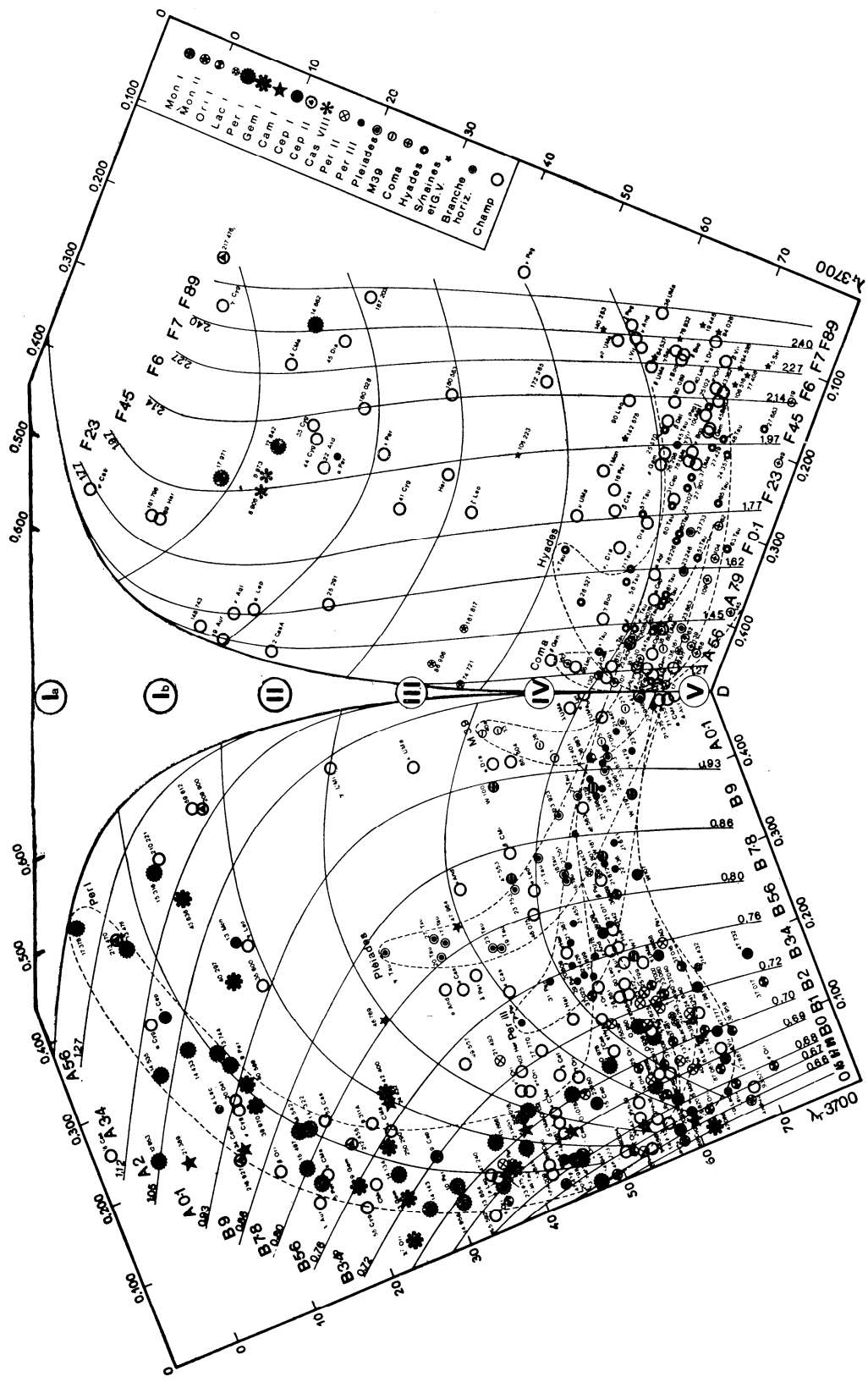


Fig. 6b. Classification tri-dimensionnelle de Chalange-Divan.

Cette classification groupe les étoiles normales sur une surface que l'on voit ici « dépliée ». Les chiffres figurant sur les courbes sont les gradients bleus ϕ_b ; en abscisse et en ordonnée, λ_1 et D. Chaque case correspond à un type spectral (de O à F9, de gauche à droite) et à une classe de luminosité (de la en haut à V en bas). Divers amas sont représentés par différents symboles (explicités dans le cadre, en haut et à droite de la figure) et les étoiles correspondantes entourées de courbes pointillées. (—) lignes séparant les divers types spectraux et les diverses classes de luminosité; courbes d'égale magnitude absolue; ---- contour de quelques amas, (d'après Chalange, Divan, 1973).

jeu de "modèles", un bon catalogue tenant compte, avec des quantités de chiffres significatifs, de tout ce que l'on sait calculer, fournira bien une valeur de la température et de la gravité dans des régions bien déterminées de l'étoile. Malheureusement, un autre auteur, ayant légèrement modifié l'ensemble des équations, ou la façon de représenter les raies du spectre, obtiendra un résultat fort différent. Et ce qui est grave, c'est que le résultat est très sensible aux comparaisons faites...

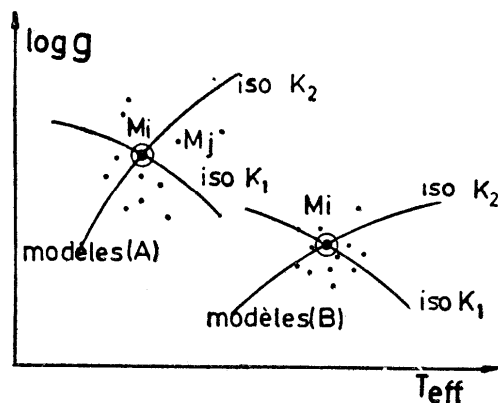


Fig. 7. Ambiguïté du diagnostic des classifications à deux dimensions.

Les paramètres K_2 et K_1 permettent de déterminer g et T_{eff} . Toutefois cette détermination dépend du choix des paramètres et des modèles d'une façon qui peut être sensible (voir texte). En A, points obtenus par un choix de critères et pour un jeu de modèles; en B, points obtenus avec le même choix de critères et un autre jeu de modèles.

On notera aussi que cette ambiguïté fondamentale se retrouvera si l'on insère dans la théorie n'importe quel autre troisième paramètre—l'existence d'une chromosphère, par exemple. La classification tri-dimensionnelle empirique peut se traduire en classification $T_e, g, M/H$, mais aussi sans doute en classification T_e, g, T_{chrom} (où T_{chrom} est la température d'une chromosphère supposée). Lever ce type d'indétermination n'est sans doute pas totalement impossible. Mais il est indispensable de se rendre compte que c'est la réduction à un nombre fini de paramètres qui est en cause; à la limite, les difficultés de traduction des classifications empiriques en classifications physiques, par l'intermédiaire d'un jeu de modèles-archétypes, seront toujours dues au fait que l'on a négligé, dans la construction de ces archétypes, un important facteur—variation possible de la composition chimique, ou bien chromosphère...

Ainsi, en se limitant (pour la démonstration) à des "modèles" à deux paramètres, et à l'utilisation de groupes de deux critères spectraux, K_{i1} et K_{i2} , on pourra calculer dans le plan $T_{\text{eff}}, \log g$, des courbes

iso- K_1 et iso- K_2 ; la valeur mesurée de K_1 et de K_2 permettra de déterminer T_{eff} et $\log g$. Malheureusement, le choix des critères aboutit à des valeurs différentes des paramètres physiques, en raison de l'imprécision des mesures, et de la physique oubliée. On obtient un nuage de points $M...$ On pourrait espérer qu'une théorie légèrement différente, peut-être améliorée dans ses choix physiques ou numériques, resserrerait ce nuage, le modifierait, mais sans faire sensiblement évoluer son centre de gravité. Or l'expérience, maintes fois répétée, montre qu'il n'en est rien.

On dira sans doute: mais comment ceci est-il possible? N'est-il pas évident que l'on est capable de calibrer les spectres, les prétendus archétypes... avec les étoiles proches connues? Par exemple Véga (α Lyrae) a une distance, donc une magnitude absolue qui est bien connue; une étoile comme Sirius, mieux encore, est double: on connaît sa masse, avec précision; et d'autres étoiles (binaires à éclipses, par exemple) ont un rayon bien connu... Et que dire du Soleil, proche à nous brûler, connu, scruté, avec un luxe inoui de détails?

Une réponse concernant les étoiles est facile à donner: il en existe trop peu de bien connues; et celles que l'on croit bien connues (Sirius, Véga) le sont mal, faute principalement de méthodes convenables de calibration photométrique absolue. Quant au Soleil, il y a longtemps qu'on a renoncé à calculer un "archétype", pour utiliser plutôt des modèles (aucun d'ailleurs n'est "complet"; et bien peu sont "bons"—même pour un nombre limité de quantités observables) que des techniques d'inversion, elles-mêmes très discutables, permettent de déduire des mesures.

Si bien que l'on peut dire aujourd'hui, après un demi-siècle au moins de théorie des atmosphères, que, même dans le cas du Soleil, nous savons peu de choses sur la physique de l'environnement stellaire, et que, par contre, nous disposons d'une bibliothèque d'archétypes fort intéressante, permettant de comprendre des aspects importants de la physique de l'interaction entre matière et rayonnement dans les couches atmosphériques, mais ne permettant en rien une description complète de la physique de ces couches—même les aspects essentiels de cette physique.

Il a fallu longtemps pour renoncer à cette vision confortable de modèles physiques simples susceptibles de décrire les observations. En vérité, la complexité de l'atmosphère, ou plutôt de ce qu'on devrait appeler *l'environnement stellaire*, est bien apparue, progressivement, depuis le petit trou pratiqué au flanc du corps noir jusqu'au foisonnement splendide de champs, de particules, de vents, de plasmas, de magnétisme, de poussières, montrent d'ondes de chocs, de dissipations, et de variabilités... que nous montrent aujourd'hui l'étude du Soleil, et de nombreuses étoiles particulières.

Nous renverrons à deux articles récents (Pecker *et al.*, 1973, et Pecker et Thomas, 1976) qui font le point sur cette évolution profonde des points de vue depuis cinquante années.

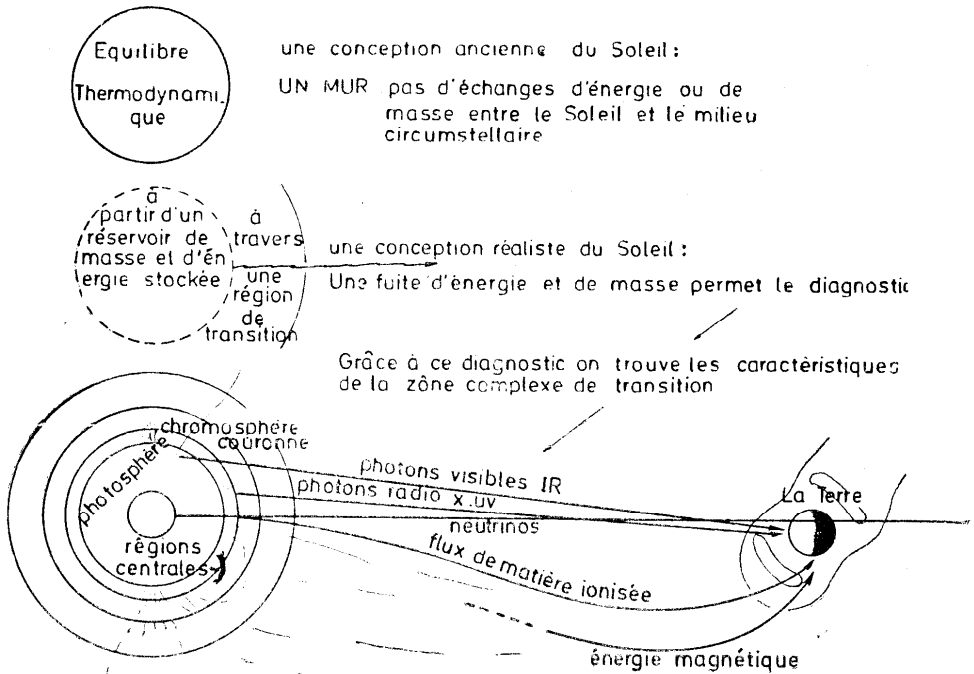


Fig. 8. Evolution de la notion d'atmosphère stellaire: Du corps noir à l'environnement complexe (d'après Pecker, Thomas, 1976).

III

La seconde partie de cette analyse sera consacrée aux études nécessaires pour progresser aujourd'hui, non pas dans la *fabrication* de nouveaux volumes de tables supposées représenter les atmosphères stellaires, mais dans la *compréhension*, avant trop de calculs inutiles, de ce qui se passe effectivement dans une atmosphère, une atmosphère au sens large, l'ensemble des régions circumstellaires d'une étoile, ou du Soleil, notre étoile-laboratoire.

Naturellement, nous commencerons par comprendre "l'atmosphère" en son sens ouvert, le plus large. C'est la région qui s'étend depuis les couches les plus profondes de l'étoile, celles dont nous proviennent les photons les plus pénétrants (à la limite, on pourrait aussi parler des régions centrales, considérées comme "atmosphère" pour le flux de

neutrinos). Elle s'étend jusqu'aux régions du milieu (dit en général "interstellaire"), où les atomes, les poussières, les molécules, gardent encore le souvenir, la trace tangible (effets de la gravitation, de la pression de radiation) que cette étoile est bien "leur" étoile. A la limite, on pourra même considérer que certaines régions (Orion, par exemple) constituent une atmosphère stellaire commune à plusieurs étoiles... En ce sens l'atmosphère comprend les nuages de poussières circumstellaires; elle contient les régions d'hydrogène ionisé, et les ondes de choc qui les accompagnent; elle contient aussi les régions classiques de la photosphère, et les zones moins classiques que sont la chromosphère et la couronne.

Entre les régions les plus centrales et les régions plus extérieures, la physique du milieu varie de façon très progressive. Des régions les plus denses, les plus profondes, peu de photons s'échappent. Un *réservoir* énorme d'énergie, de moment, de masse, ne laisse s'échapper que des traces, fuites légères de masse et d'énergie, qui ne modifient qu'à très grande échelle de temps, les propriétés du réservoir. Dans le réservoir, en équilibre pratiquement non perturbé, deux paramètres seulement décrivent localement l'état physique: la température et la densité. Tout le reste s'ensuit: distribution du champ de rayonnement, des espèces nucléaires, donc de la composition. La densité même est définie, si la masse stellaire est donnée, dans la mesure où la température règle parfaitement alors l'état de condensation de la matière de l'étoile, en tous ses points*.

Puis, à mesure que l'on va vers l'extérieur, des degrés de liberté doivent être introduits dans la description de l'état de la matière. Peu à peu, localement, le flux de telle ou telle quantité physique—photons visible, photons X , rayons gamma, ou matière: neutrinos, électrons, atomes—devient supérieur à la quantité emmagasinée localement. Alors ce flux perturbe l'état local, ipso facto; si, en fait, la structure interne de l'étoile commande bien tout le reste, il n'en est pas moins vrai, localement, que les équations la font intervenir, mais de façon telle que nous avons à résoudre un problème non linéaire, hors de l'équilibre, et bien entendu non stationnaire, même à courte échelle de temps. Autrement dit, on ne peut le résoudre correctement qu'en multipliant, localement, le nombre des paramètres d'état. A grande distance du centre de la configuration, la physique s'est donc totalement transformée; le

* On dit parfois que cette situation, qui correspond à un nombre *minimum* de paramètres d'état, correspond à un système *dégénéré*. Ce mot n'a pas alors le même sens que lorsqu'on parle, par exemple, de matière dégénérée. Ce qu'on appelle alors degré de dégénérescence, c'est le nombre de différents états quantiques que peuvent prendre les particules d'un système dans des conditions données. Les deux notions sont fort différentes, et nous utiliserons donc ce terme avec précaution.

nombre de paramètres d'état s'est accru considérablement, tant s'est dilué le contrôle effectué par le réservoir central d'énergie et de masse.

Ce passage est *progressif*. Pour traiter la physique de la photosphère profonde, la connaissance de la température $T(X)$ et de la densité $\rho(X)$ suffit. Lorsqu'on explore la haute photosphère, ou la chromosphère, les populations atomiques sont influencées par le champ de rayonnement; les écarts à l'ETL sont notables; la pression permet d'évaluer le taux de collisions; mais on a besoin aussi de connaître le champ de rayonnement qui gouverne les processus dits radiatifs; et le problème devient *non*-linéaire, puisque ce rayonnement dépend des populations des niveaux d'énergie atomiques, et vice versa... Dans la couronne, une autre quantité, déjà nécessaire dans la chromosphère, devient fondamentale: l'apport d'énergie mécanique. L'énergie véhiculée par les ondes mécaniques devient comparable à celle que véhiculent les ondes électromagnétiques. Plus loin encore, dans la région du vent solaire, l'essentiel de l'énergie est dans le flot de matière; mais il s'agit de matière ionisée: les champs magnétiques échangent de l'énergie avec ces jets de matière, ces vents; et l'énergie stellaire magnétique, à son tour, se libère aussi; de sorte qu'à mesure que s'effeuille l'étoile-marguerite, les neutrinos se libèrent, puis les photons, puis l'énergie mécanique, puis l'énergie magnétique. La situation devient ensuite d'une effroyable complexité, et les problèmes eux-mêmes sont difficiles à définir: mais les régions externes restent des symptômes de l'étoile elle-même, des sous-produits de ce qui se passe en son cœur... Et de ce fait, elles restent essentielles à la compréhension, sinon seulement de l'étoile, mais du phénomène, que l'on peut considérer dès lors comme fondamental, de l'interaction entre la *condensation* de matière et d'énergie qu'est l'étoile, et le milieu *ultradilué* qui constitue le milieu interstellaire. Cette interaction, c'est la *physique galactique*.

Une telle assertion peut sembler simpliste, ou même fausse. Il est clair cependant que ce qui se passe dans la Galaxie, notamment dans le gaz ou les poussières interstellaires, est commandé par l'évolution stellaire: celle-ci détermine le flux de rayonnement qui, ionisant le gaz dans les régions H II, ou chassant les poussières dans la Galaxie, commande l'état du milieu; elle détermine la composition chimique du cœur stellaire,—mais aussi du milieu, dans la mesure où, par perte plus ou moins violente de masse, les produits de la nucléosynthèse (qui se poursuit au centre des étoiles) sont disséminés entre les étoiles, là où naîtront des étoiles plus jeunes; elle détermine aussi les mouvements généraux de la matière intergalactique (et même circumgalactique) dans la mesure où la formation des étoiles, la distribution des étoiles jeunes dans la Galaxie, à différents stades de son évolution, sont bien en effet des para-

mètres essentiels de l'évolution dynamique et hydrodynamique de la Galaxie... Or l'évolution stellaire se manifeste principalement, d'une façon directement observable, dans les phénomènes circumstellaires. Notre assertion n'est donc guère une exagération, tout au plus un raccourci

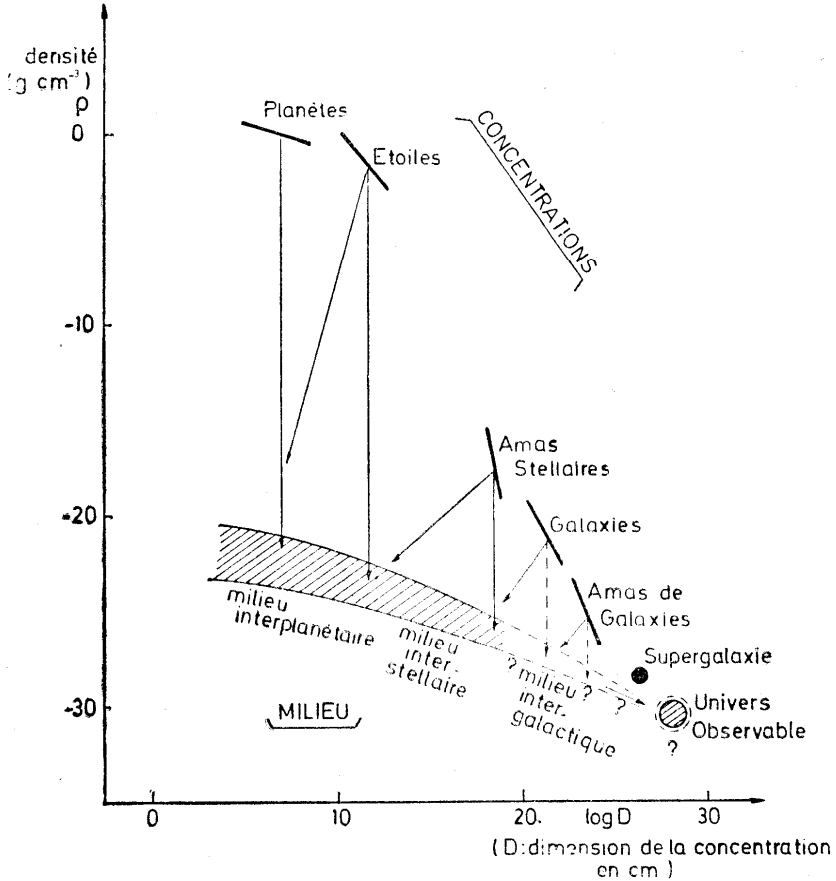


Fig. 9. La hiérarchie des condensations.

Au sein de notre Galaxie, une étoile est une condensation, et l'interaction étoile-milieu interstellaire relève de la physique condensation-milieu dilué. Cette physique commande aussi les interactions à d'autres niveaux: galaxie-milieu intergalactique; amas de galaxie-milieu inter-amas, etc. Il s'agit d'une conception très générale en astrophysique (d'après Pecker, Thomas, 1976).

dans l'expression! C'est bien l'interaction (entre les condensations de matière que sont les étoiles, et le milieu très dilué qu'est le milieu interstellaire) qui est le phénomène essentiel de la physique galactique... Et telle est, provisoirement, la finalité de l'étude des atmosphères, enveloppes, environnements (qu'importe le vocabulaire!) des étoiles.

IV

Nous avons tenté de situer la théorie des atmosphères dans un contexte plus moderne que celui où elle vit le jour il y a un demi-siècle. Jadis exercice mathématique inspiré par des problèmes physiques, elle est devenue l'essentiel de la physique du spectre observable des étoiles. A ce titre, et dégagée des considérations souvent trop mathématiques qui l'accompagnaient, elle pose actuellement un certain nombre de problèmes physiques nouveaux.

Des problèmes d'observation d'abord: car il convient de multiplier les observations significatives, celles qui seraient susceptibles, avec la précision des mesures, de permettre de déceler un écart notable avec les prédictions des théories—des théories "classiques" au moment des observations, et qu'il faudra donc, progressivement, retoucher.

Des problèmes théoriques aussi: car s'il est certes connu que nous devons faire le meilleur usage des équations de Maxwell et des équations d'évolution de la matière et de l'énergie, il n'est pas évident que nous sachions bien le faire, dans le milieu complexe où nous travaillons; et la théorie, sauf dans quelques cas (invention de la MHD par Alfvén, par exemple), ne sera pas en mesure d'introduire de nouveaux concepts, mais seulement de permettre au physicien d'utiliser les concepts anciens, classiques, connus, dans des conditions nouvelles où ils n'ont jamais pu être appliqués avec succès.

A. Les observations nécessaires: nous nous bornerons à les évoquer en quelques alinéas.

Au premier rang des urgences, des vraies bonnes mesures absolues (à 1 %!) de l'intensité dans le spectre d'étoiles "standard": α Lyr, α CMa, α CMi, etc., et des corrections bolométriques. Au sol (visible, proche UV, proche IR), la comparaison directe avec un bon corps noir, l'élimination soigneuse des absorptions atmosphériques sont nécessaires (travaux en cours, de Malinie et Peyturaux). Mais aussi, à l'aide des engins spatiaux, de bonnes mesures des rayonnements UV et IR.

Qui ne sait par exemple l'importance des recherches dans le spectre continu infrarouge? Le rayonnement infrarouge d'une région circumstellaire a principalement pour origine la reconversion d'autres types d'énergie radiative: énergie UV et visible des étoiles qui y sont enfermées. Ces étoiles sont souvent invisibles aux courtes longueurs d'onde, tant l'absorption est élevée. L'énergie véhiculée l'est surtout par des processus radiatifs, mais peut-être pas uniquement: il est possible que l'énergie de *condensation gravitationnelle* joue un rôle. Les processus de conversion font peut-être appel aussi à de l'énergie physico-chimique, correspondant à l'interaction entre poussières et molécules...

Autre type d'observation: les raies moléculaires des domaines millimétriques et submillimétriques. Les comparaisons d'abondances, de point en point, entre gaz et poussières (dans les poussières, par l'intermédiaire des bandes du graphite à 2200 Å, de l'eau à 3.1 microns, ou des silicates à 9.8 et 18 microns environ, et dans le gaz par des déterminations d'abondances moléculaires plus strictement classiques) peuvent donner également (par l'intermédiaire de la détermination du gaz en certains éléments) des idées sur les réactions chimiques, ou photo-chimiques, en surface, entre atomes et molécules, sur les grains de poussière.

Un autre type d'observation encore, et qu'il faut développer: dans le domaine ultraviolet lointain, et pourvu que l'enveloppe circumstellaire n'impose pas de conditions rédhibitoires à cette exploration, la recherche des caractéristiques de la chromosphère et de la couronne, plus sensible certainement que dans les raies d'émission du domaine visible, s'impose comme une évidence, et a animé les programmes récents des satellites Copernicus, TD-1, et bientôt IUE.

Toute technique propre à évaluer des champs de vitesses et des champs magnétiques, plus ou moins organisés, à plus ou moins grande échelle, est indispensable. Mais on devra songer aux difficultés du diagnostic et, par conséquent, s'assurer que les ambiguïtés, si fréquentes en ce domaine, peuvent être, en partie au moins, levées. Dans le cas du Soleil, toujours considéré par nous comme l'étoile-test, ou comme le laboratoire cosmique idéal, l'étude directe, par des moyens spatiaux, du vent solaire, des éjections sporadiques de matière du Soleil, de leur distribution sur la surface solaire, de leur corrélation avec les structures magnétiques, avec l'évolution spatio-temporelle de celle-ci, justifie un regain d'intérêt pour la physique solaire, dans son sens le plus "étymologique" du terme. Il manque encore tant de chaînons... Avant de comprendre l'effet des champs magnétiques, par exemple sur le déclenchement des éruptions, ne conviendrait-il pas d'étudier, en fonction de l'altitude, et non plus seulement dans les couches les plus profondes de la photosphère, l'évolution de tels champs? Ne conviendrait-il pas, compte tenu du diagnostic (si ambigu!) des champs de vitesses, de se limiter à certaines régions, de les étudier à fond, en utilisant, et en discutant leur valeur, tous les "traceurs" possibles? Autrement dit, nous plaçons ici pour une revitalisation des recherches sur l'activité solaire, pourvu qu'elles cherchent à obtenir des informations complètes sur les vitesses, les magnétismes... sans que l'obtention de ces informations implique trop de pétitions de principe sur leur théorie... Donnons ici un bref exemple: les profils de raies spectrales, sur le disque solaire, varient d'un élément à l'autre du centre au bord, et sont souvent asymétriques. Malgré tous les efforts, il semble clair qu'aucun accord ne soit encore possible entre les

théoriciens sur une distribution des vitesses dans l'atmosphère solaire. La question peut être alors, en somme, posée en termes de théorie de l'information: a-t-on utilisé *toutes* les données possibles? et n'en a-t-on pas utilisé *trop*, diminuant par là même, dans l'analyse, le poids des plus significatives? Tout un domaine reste là ouvert, et sans doute encore accessible, pourvu qu'on y mette suffisamment de conscience de la valeur limitée de l'information contenue dans les données individuelles.

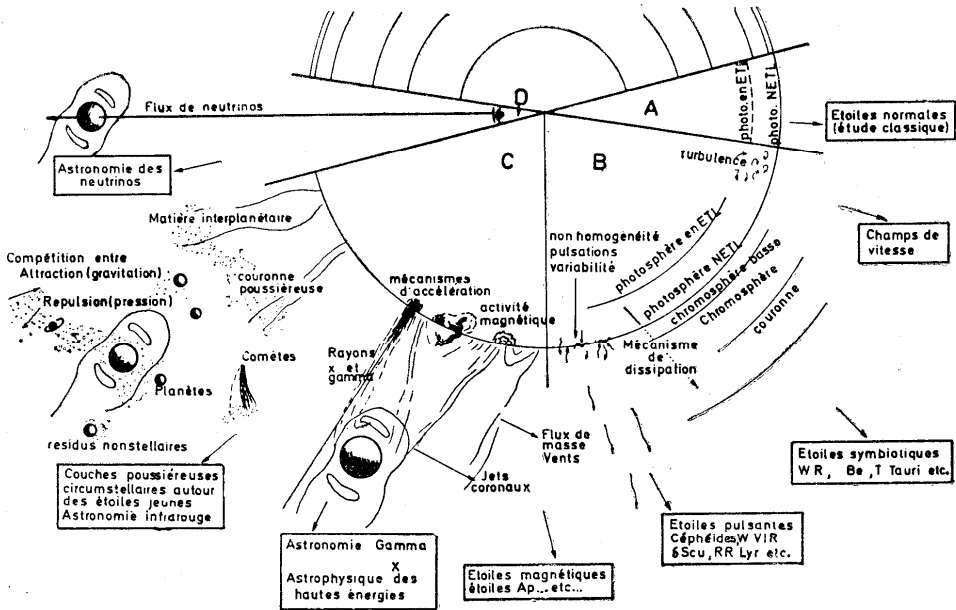


Fig. 10. Le Soleil, étoile type, étoile-test.

Le Soleil nous montre, souvent à l'état embryonnaire, mais d'une façon observable à cause de sa proximité, des phénomènes qui se produisent à beaucoup plus grande échelle dans certains astres, mais que l'observation sépare souvent moins bien que dans le cas solaire (d'après Pecker, Thomas, 1976).

B. La théorie a aussi beaucoup à faire. Et sans doute pas des modèles, mais des "archétypes" au défini plus haut, et de la bonne physique...

On peut en effet définir certaines situations—sans trop se préoccuper de l'origine astrophysique de ces situations—et écrire les équations du problème. La solution de ces équations doit permettre de déterminer le spectre des objets étudiés qu'elles décrivent (objets imaginaires sans doute, mais inspirés d'objets réels).

Ainsi peut-on dans une atmosphère stable introduire, compte tenu de l'action des diverses forces antagonistes (gravité, force radiative,

friction...), les phénomènes de migration dus à la *diffusion*. On a ainsi traité la diffusion de certains atomes par rapport à d'autres (et ceci fournit une base de réflexion pour l'explication des spectres des étoiles Am ou Ap par exemple; voir Michaud, Watson, Vauclair, Praderie). Mais la diffusion d'atomes de niveaux d'excitation différents semble devoir jouer un rôle physique important: des travaux récents d'Oxénus (1977) traitent cet important problème, dans des cas schématisés isothermes et isobares.

Un autre problème, archétype d'une importance évidente, est celui auquel s'attelle, depuis plusieurs années, Christian Magnan. Conscient de la difficulté du diagnostic des champs de vitesses à partir de l'analyse des raies spectrales des objets astronomiques, du Soleil notamment, il en a mis les ambiguïtés en évidence à plusieurs reprises: la dissymétrie des raies peut indiquer, par une analyse simpliste, un sens inexact de variation de la vitesse "non thermique" avec la profondeur; on ne doit donc l'utiliser qu'avec une extrême prudence; et de même, au bord du disque solaire, des effets complexes de transfert peuvent faire apparaître, dans une atmosphère convective, des décalages spectraux moyens de la raie, lesquels sont fonction (même par leur signe!) des caractéristiques supposées de ce champ, et des raffinements du calcul hors équilibre thermodynamique, plus ou moins poussés suivant les auteurs. C. Magnan et ses collaborateurs envisagent la solution générale du problème archétypal posé par le transfert dans une atmosphère simplifiée où existent néanmoins des champs de vitesse. Le couplage entre la vitesse et le rayonnement joue de façon sensible (ce point avait été noté depuis longtemps par Pecker et Thomas, mais sans faire l'objet de calculs détaillés) dans la mesure où le déplacement Doppler des atomes absorbants les contraint à absorber le rayonnement, non pas dans la raie qui correspond à la transition qui les concerne, mais dans le continu voisin.

Dans ce type d'archétype on conserve, sans doute abusivement, l'hypothèse de l'équilibre radiatif (ER), et on traite souvent avec précision les écarts à l'équilibre thermodynamique (non-ETL). Mais on traite, un peu comme l'on peut, les écarts à la sphéricité en s'appuyant sur le caractère itératif des méthodes numériques. Or le traitement d'atmosphères sphériques par des algorithmes rigoureux—archétypaux, dirons-nous encore—est possible. Certes, on traite alors des cas sans champs de vitesse, et sans écarts à l'équilibre hydrostatique... mais on comprend mieux le rôle des transferts latéraux dans la formation du spectre (E. Simonneau).

Un problème voisin, traité notamment par des auteurs comme Wilson en Australie, ou H. et U. Frisch en France, est l'étude d'atmosphères où les conditions physiques varient de façon aléatoire, d'un point à l'autre et d'un moment à l'autre. L'échelle caractéristique des phénomènes

aléatoires est un paramètre dont l'influence, par exemple sur des courbes de croissance archétypales, est d'un grand intérêt.

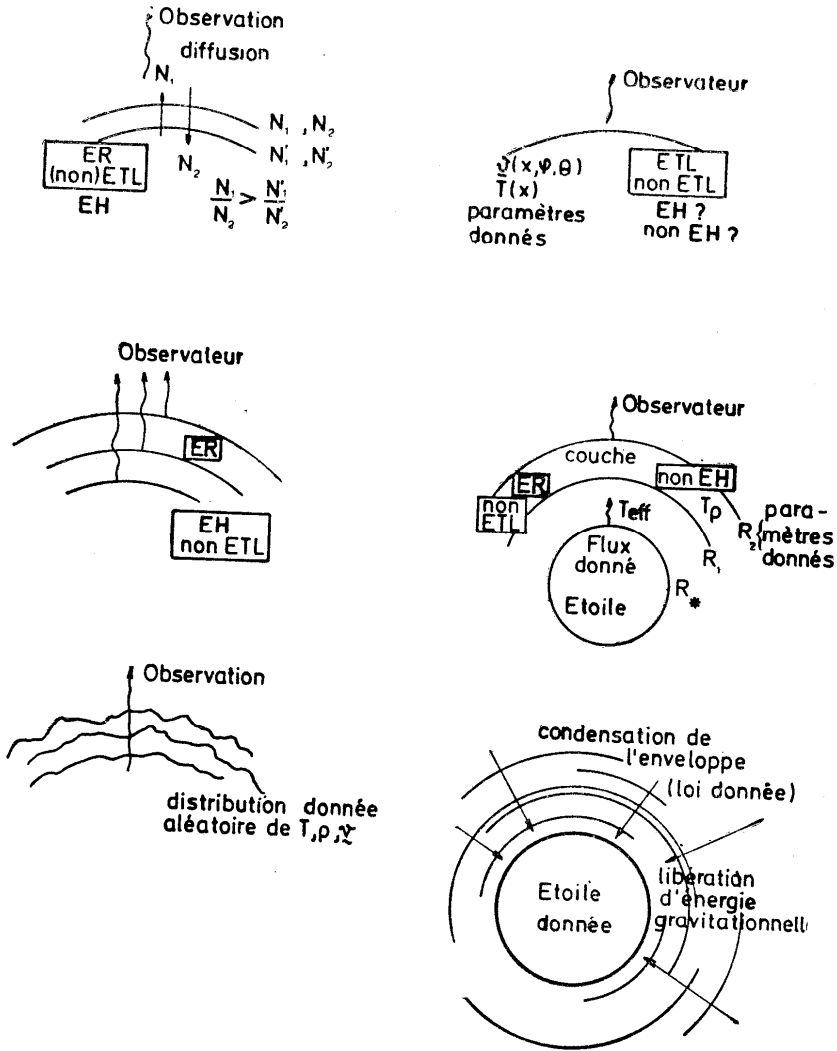


Fig. 11. Quelques problèmes-archétypes.

De gauche à droite et de haut en bas: diffusion des atomes d'excitation différente, dans une atmosphère; spectre d'une atmosphère où vitesses thermiques et non-thermiques sont données; effet de la sphéricité: traitement rigoureux dans des cas où l'opacité est simplifiée; équilibre d'une couche de paramètres arbitraires donnés; atmosphère où les quantités physiques ont une distribution aléatoire, de caractéristiques supposées données; libération de l'énergie gravitationnelle, en l'absence d'autres phénomènes hors équilibre, dans une atmosphère stellaire.

Ces problèmes sont certains de ceux cités dans le paragraphe IVb.

Il est intéressant de noter que Christian Magnan a donné de ce problème une solution extrêmement élégante basée justement sur l'application directe de la méthode d'addition de couches d'Ambartsumian. Il a pu montrer en effet qu'après avoir défini des coefficients de réflexion et de transmission pour chaque élément turbulent, il suffisait de faire la moyenne sur ces coefficients pour obtenir une excellente approximation de la solution du problème. Ainsi, parce qu'elle contenait une idée physique claire et profonde, la méthode, vieille de plus de trente ans, a pu s'adapter avec succès à un problème d'une effroyable complexité mathématique.

D'autres problèmes-archétypes s'imposent encore: ainsi celui qui consiste à abandonner l'équilibre hydrostatique (modèles en non-EH). Sans préciser pour l'instant le mécanisme de soutien de l'atmosphère, le calcul d'une atmosphère en ER mais non en EH (qu'elle soit en ETL ou non) peut être prometteur. Mais comment le faire? Certainement, le fait pour l'atmosphère de ne pas être en EH autorise à penser qu'elle ne saurait non plus être en PP, et il faudra résoudre alors correctement les équations du transfert dans un milieu à symétrie sphérique. Il pourra même être intéressant de pousser l'étude des archétypes hors-EH, en traitant la physique d'une "couche" (l'analogue des "shells" des observateurs); sans se préoccuper de ce qui maintient la couche en équilibre, en supposant qu'elle est quasi stationnaire, on pourra calculer cet équilibre, les effets de cet équilibre, le spectre de la couche, à condition de se donner quelques paramètres arbitraires définissant cet équilibre... Un tel calcul ne prétend en rien représenter les atmosphères dites à atmosphère étendue. Du moins devrait-il permettre de comprendre certains aspects de leur physique, ou de cerner l'importance des phénomènes volontairement négligés dans le calcul. On envisage d'ailleurs de résoudre ces questions en appliquant la méthode d'addition de couches d'Ambartsumian.

Que d'autres archétypes à introduire dans une théorie "nouvelle manière" des atmosphères stellaires! Me pardonnera-t-on d'en citer encore quelques-uns, plus proches de mes préoccupations actuelles?

Une atmosphère, au sens large, dans une étoile jeune, est encore en train de s'effondrer. Le temps d'effondrement de l'enveloppe est souvent long, par rapport à la durée de vie sur la série principale, même pour les étoiles chaudes. Alors, que se passe-t-il dans cette enveloppe qui n'est ni en EH, ni en ER, ni sûrement en ETL, et pas en PP non plus? Sans trop se préoccuper des complexités de la loi d'opacité, le phénomène posé par la libération d'énergie gravitationnelle, sa transformation en énergie thermique, et peut-être de façon suffisante pour alimenter une activité chromosphérique, comme dans les étoiles T Tauri,

voilà un beau problème, difficile sans doute pour l'instant, mais utile à la compréhension de certains aspects de la physique stellaire.

Les "vieux" modèles en ER, HE, ETL, PP, sont en vérité de beaux archétypes qui ont utilisé longtemps notre imagination mathématique, et qui nous ont longtemps permis de penser mieux notre physique. D'autres leur succèdent; quoi de plus normal? Mais ils sont encore loin d'atteindre la précision suffisante pour que dans certains cas des calculs élaborés soient nécessaires ou même possibles. A côté des problèmes archétypaux simples, dont nous avons donné une liste brève, ne conviendrait-il pas de mentionner d'autres problèmes, aussi fondamentaux, mais bien moins faciles à traiter?

Ainsi, à plusieurs "rayons" stellaires de distance du centre de l'étoile, on sait l'importance, parfois considérable, du vent stellaire. Mais que connaît-on de son mécanisme? Que l'on sache que le mouvement d'un atome est commandé en partie par la gravitation, en partie par la pression de radiation, n'est pas suffisant: au repos, dans les raies spectrales où l'intensité est faible, la pression de radiation ne joue presque pas de rôle; certes, le mouvement déclenché, elle contribuera à le soutenir; mais le mécanisme de la *production* du vent solaire reste mal connu. Des controverses récentes entre Cassinelli, Castor d'une part, Thomas et Cannon et d'autres, d'autre part, ont bien mis cette difficulté en lumière, et ont permis de mieux situer le rôle des conditions aux limites dans le mécanisme de propulsion; ils n'ont pas pour autant permis de comprendre ce mécanisme, ni de la prévoir. Certes, l'étoile perd de la masse... Mais comment? La cause en remonte probablement aux mécanismes physiques affectant l'évolution centrale de l'étoile. Tout calcul a priori de la quantité de masse perdue semble aujourd'hui hors de question. Thomas et Cannon ont bien suggéré une voie vers l'origine de ce phénomène; selon ces auteurs, tout stockage d'énergie cinétique, à l'intérieur de l'étoile, doit provoquer des fluctuations de vitesse radiale; ils ont montré l'instabilité de l'atmosphère vis-à-vis de toute amplification d'un tel mouvement et vis-à-vis d'un chauffage par ce processus. Mais si l'idée physique est là, elle reste "archétypale" dans la mesure où le calcul de l'effet reste difficile et ne peut donc inclure trop d'autres phénomènes réels et significatifs. Il n'en reste pas moins que le dit archétype est lui aussi à approfondir, et semble prometteur.

La foire aux archétypes, *délibérément non-réalistes* au point de vue de l'astrophysique, mais physiquement cohérents, et parmi lesquels figurent les catalogues de "modèles", est donc ouverte! Il importera de n'en pas tirer plus qu'ils ne prétendent en donner... Comme la plus jolie fille du monde!

La comparaison avec l'observation est une autre affaire, et de taille.

V

Un exemple étonnant des errements de la théorie des atmosphères est la médiocre détermination des *compositions chimiques*, pour ne plus parler de celle des champs de vitesses auxquels, au moins, personne ne croit!

La première analyse sérieuse, celle de Russell, concerne le Soleil et date de 1929. Les données étaient des intensités de raies, non pas mesurées, mais seulement estimées. La technique d'analyse était une forme grossière (la première!) de la théorie des courbes de croissance, purement "interpolative", et où la seule idée physique était la constatation qu'une raie d'absorption quasi saturée ne peut s'élargir que par l'effet des collisions, si l'on augmente le nombre d'atomes responsables.

Minnaert (1929), Menzel (1936) pour le Soleil, Unsöld (1930) pour les étoiles, élaborèrent ensuite cette idée de base, et appliquèrent ces recherches à des raies de multiplets correctement mesurées. Mais leurs théories n'en restent pas moins essentiellement interpolatives (voir l'historique détaillé de cette question dans l'ouvrage de Unsöld, *Theorie der Sternatmosphären*).

Le progrès théorique vint de l'introduction, dans l'algèbre, d'une expression des courbes de croissance entièrement rigoureuse, dans le cadre de la théorie du transfert radiatif de l'époque, et faisant intervenir des "fonctions de poids", ou de "saturation" (Minnaert, 1948; Pecker, 1949, 1950). Dès que les ordinateurs apparurent, cette méthode devint inutile; mais les courbes de croissance calculées restaient "en ETL". Plus récemment, dès que l'on eut conscience des écarts importants à l'ETL, la théorie de la formation des raies se généralisa tout naturellement, et permit d'en tenir compte: la formulation très générale était exploitable sans difficulté majeure, et encore plus facilement grâce aux grands ordinateurs.

A partir des raies mesurées, on devait donc pouvoir, à condition de résoudre les équations d'équilibre stationnaire non-ETL, déterminer la composition chimique du Soleil et des étoiles, dont le modèle (il s'agit bien cette fois de modèle) était *supposé connu* "par ailleurs".

La littérature comporte de telles déterminations, nombreuses en ETL, plus rares hors ETL, à deux chiffres significatifs en général, après la virgule, dans l'expression du logarithme du rapport $N_{\text{élément}}/N_{\text{H}}$.

Or, clairement, cette analyse n'est pas valide dans la mesure où elle repose sur la confiance en un modèle classique. Certes, des auteurs ont souvent essayé de justifier ces méthodes par l'emploi de courbes de croissance différentielles, comparant soit une étoile et le Soleil (hélas!), soit, plus raisonnablement, deux étoiles supposées a priori assez sem-

blables l'une à l'autre (deux géantes jaunes, deux naines bleues...); d'autres ont calibré des mesures photoélectriques à bandes étroites, avec des étoiles brillantes. Mais la plupart ont évidemment été jusqu'à comparer entre elles des étoiles de structures différentes—car la comparaison de deux étoiles identiques n'a qu'un intérêt limité! Ces méthodes peuvent donner des tendances, indiquer des "métallicités" anormalement "élevées" ou "basses"—rien de plus, croyons-nous. Une discussion réaliste des erreurs montre des incertitudes qui atteignent souvent un facteur 2 ou 3, parfois même qui affectent l'ordre de grandeur.

Ceci serait vrai même si les modèles utilisés, parfois implicitement, étaient des archétypes acceptables. Mais comme l'existence (par exemple) d'une chromosphère épaisse dépend d'un paramètre de classification stellaire nouveau, non compris dans les trois paramètres usuels, et que ce paramètre nouveau est supposé connu sans doute mais identique dans les deux étoiles à comparer, ne commet-on pas ainsi une grave erreur? C'est donc avec une grande circonspection qu'il nous faut considérer les abondances publiées, qui sont cependant les bases mêmes des recherches poursuivies par les spécialistes. Dans un archétype récent (Dumont *et al.*, 1975), nous avons montré l'importance des effets de cette nature, l'exemple concernant tout bêtement le Soleil. Mais que dire des étoiles de Wolf—Rayet? Les différences entre WC et WN sont surtout, on le sait depuis longtemps, des différences de structure. Quelle est la part dans les anomalies des étoiles Ap, Am, par exemple, des différences de composition chimique, celle des différences de structure? Qui le dira sans risque de se tromper? Les "étoiles supermétalliques" de Spinrad sont, semble-t-il, déçues de ce rôle; G. Cayrel pense qu'elles sont supermétalliques, mais pas du facteur mille souvent avancé! Un facteur 10 peut-être?... Alors, le luxe de chiffres significatifs dans les tables n'est sûrement pas justifié. Et l'étude (archétypale) des effets des différents facteurs possibles sur l'abondance apparente, pourrait se révéler bien fructueuse.

VI

Des comparaisons systématiques entre des étoiles "presque" identiques—étoiles B et Be, étoiles O et Of, étoiles WR et O, étoiles T Tauri et étoiles K, M, étoiles Am, Ap, et A—peuvent à tout le moins nous guider sur les paramètres importants. Ainsi en utilisant toutes les ressources de l'UV et de l'IR, arrivera-t-on à lier au caractère émissif d'une étoile T Tauri, dans les raies de Balmer, le caractère plus marqué d'une émission infrarouge. Des déterminations même imprécises (ordre de grandeur) seront suffisantes pour dégager l'importance des zones chromosphériques ou coronales, pour mettre en évidence la perte annuelle de

masse par vent stellaire, ou encore pour déterminer des différences, qualitatives, d'abondances. Un tel travail doit être mené, d'un bout à l'autre du diagramme de Hertzsprung—Russell. Ce travail est en cours, sous la direction de R. N. Thomas, de A. B. Underhill, au laboratoire d'Astrophysique théorique du Collège de France, et doit aboutir à la publication de monographies sur chacune de ces tranches de comparaison...

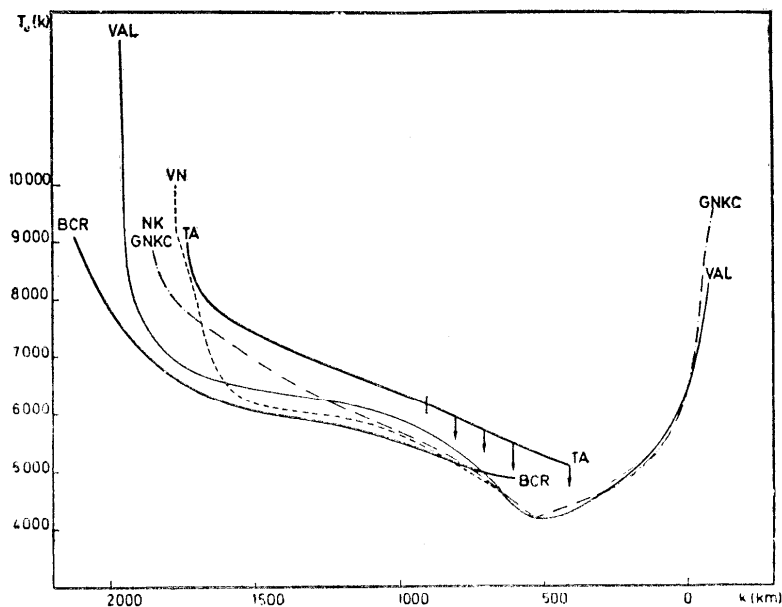


Fig. 12. Modèles empiriques de la chromosphère solaire.

Sans entrer dans le détail des diverses techniques suivies, ou de la sélection des observations utilisées, on notera la grande diversité des solutions obtenues, encore très récemment. La figure représente la température de la chromosphère, en fonction de l'altitude au-dessus de la "surface" de la photosphère. Les symboles ont les significations suivantes: Thomas et Athay, 1961, données d'éclipse; VN: Vernazza et Noyes, 1972, observations centre-bord de la raie Ly α ; BCR: Beckam, Clark et Ross, 1973, observations infrarouges et millimétriques; NK: Noyes et Kalkofen, 1970, déterminations semi-empiriques de T_e ; GNKC; Gingerich, Noyes, Kalkofen et Cuny, 1971, *idem*; VAL: Vernazza, Avrett et Loeser, 1975, *idem*. Les déterminations les plus récentes ne sont pas forcément les meilleures! (d'après Praderie, 1976).

Il s'agit en somme de mettre en évidence, *avant* de les introduire dans les calculs, les paramètres *encore cachés* des classifications stellaires, et leur signification physique. Sous peine de faire avec n paramètres les erreurs mises ci-dessus en évidence pour deux paramètres (figure 7), il faudra bien de la prudence, l'étude soignée des phénomènes physiques suggérés, et beaucoup de sens physique pour aborder la nouvelle étape de l'étude des atmosphères. La "modélisation" viendra ensuite.

On dira peut-être: "Mais après tout, dans le cas solaire, l'étude systématique de toutes les observations, leur discrimination critique, ont permis de construire divers modèles empiriques représentant en principe toutes ces observations". Le modèle de Bilderberg commença, en effet, une longue série d'approximations successives. Mais où en est-on aujourd'hui? La figure 12 montre d'après Praderie (1976) l'état actuel des modèles empiriques de la basse chromosphère,—et encore n'est-elle pas complète. Elle a de quoi désespérer les plus courageux des astronomes stellaires: il est vrai que ces modèles n'ont même pas la prétention de représenter la granulation, les zones actives, que sais-je? Par ailleurs, en face de l'inadéquation évidente des archétypes solaires à la représentation des observations, en face de la multiplicité des modèles empiriques construits pour représenter ces mêmes observations, mais peu compatibles entre eux, il est clair qu'une *troisième voie* s'impose, celle de l'échange permanent entre les deux types de conception de la modélisation. C'est cette troisième voie que nous avons tenté de définir dans cet article: une comparaison soigneuse, et orientée par l'intuition physique, entre observations significatives et archétypes physiques, mais schématiques—et l'étude, appuyée sur ces comparaisons, de la physique des archétypes les plus prometteurs. Il est sans doute encore beaucoup trop tôt pour la théorie intégrée des atmosphères stellaires, dont on pouvait encor dire, il y a trente ans, qu'on était proche de l'atteindre...

CONCLUSION ET RÉSUMÉ

Où en sommes-nous donc actuellement?

Il semble que depuis les années héroïques de la théorie des atmosphères, la méthodologie ait en fait peu changé; mais l'esprit avec lequel les problèmes sont abordés a au contraire profondément évolué.

C'est cette évolution qui nous fait distinguer:—les "modèles" dont l'obtention est essentiellement empirique, inspirée directement des observations, des intercomparaisons entre les spectres de différentes étoiles en particulier,—et les "problèmes-archétypes" qui sont la solution aussi physique et exacte que possible de problèmes physiques inspirés par une réflexion sur la représentation des observations.

L'obtention de modèles reste ambiguë: il y a trop d'observations; et certaines observations restent insuffisamment déterminées.

L'obtention de solutions des problèmes-archétypes est plus réaliste: certains de ces archétypes sont précisément les "modèles", plus ou moins spéculatifs, de jadis et de naguère. Mais en revanche ils ne sauraient représenter la réalité astrophysique.

Nul astrophysicien ne saurait se contenter *ni* des modèles empiriques, *ni* de la solution des problèmes archétypaux, ou des modèles-archétypes seulement partiels. Une comparaison patiente, permanente, entre ces derniers, et des observations bien choisies, doit orienter vers de nouveaux problèmes-archétypes.

Ce n'est que plus tard que l'on pourra boucler la boucle, en arrivant à concilier les observations (et les modèles dits empiriques) avec les solutions bien calculées des problèmes archétypaux. Pour l'instant, on ne peut qu'être optimiste, à longue distance il est vrai, en constatant la foison d'idées nouvelles, imaginatives, issues de telles comparaisons. La physique des atmosphères stellaires, depuis cinquante ans, et pour longtemps sans doute, nous apportera certainement des sujets importants de réflexion, et surtout une compréhension progressivement meilleure de l'univers stellaire observable—voire de la structure galactique.

R É F É R E N C E S

(Cet article n'ayant pas un caractère de revue bibliographique, nous ne donnons ici que les références de portée générale, et celles des articles d'où sont extraites certaines des figures).

- Ambartsumian V. A.*, 1942. *Astron Zh.*, **19**, 30.
Chalonge D., Divan L., 1973, *Astron. Astrophys.*, **23**, 69.
Kourganoff V., 1952. *Basic methods in transfer problems*, Clarendon Press, Oxford.
Pecker J.-C., Praderie F., Thomas R. N., 1973, *Astron. Astrophys.*, **29**, 289.
Pecker J.-C., Thomas R. N., 1976, *Space Sci. Rev.*, **19**, 217.
Praderie F., 1976. *Mem. Soc. Astron. Italiana*, **47**, 553.
Unsöld A., 1955, *Physik der Sternatmosphären*, 2ème édition. Springer, Berlin.

ТЕОРИИ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР: СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ

ЖАН-КЛОД ПЕКЕР

Колледж де Франс, Париж, Франция

ВМЕСТО ВВЕДЕНИЯ

В. А. Амбарцумян, президент Академии наук Армянской ССР, академик Академии наук СССР, бывший президент Международного астрономического союза (МАС) и Международного совета научных союзов (МСНС), является ученым слишком известным, чтобы коллективная дань уважения, которая оказывается ему этим сборником, не имела бы также некоторый, более личный оттенок, — это чувство дружбы, которое питают к нему во всем мире все те, кто, как и я, уже долгие годы сотрудничают с ним в этих международных организациях или в Бюраканской обсерватории.

Пусть он простит меня, если я вспомню наши первые контакты во Франции через несколько лет после войны. Молодой исследователь искал у бывалого (такого молодого!) человека — исследователя звездных атмосфер пути новых методов. С улыбчивой доброжелательностью Виктор Амбарцумян отвечал без усталости. Позднее мы встречались в МАС и МСНС... Ереване, Бомбее, Гамбурге, Праге, Вене... И всегда в этих, иногда немногих тщетных дискуссиях серьезное и здоровое чувство профессора Амбарцумяна возвращало нас на Землю. Я далек от того, чтобы забыть продолжающееся уже долгие годы сотрудничество между Парижским институтом астрофизики и Бюраканской обсерваторией, которое предоставило мне возможность побыть там некоторое время. Тогда Амбарцумян, несмотря на неприятности, связанные со здоровьем, тревожащим его, хотя он об этом ничего не говорил, всегда был доступным; беседы у черной доски касались уже не звездных атмосфер, а квазаров; на самом деле, мы ясно чувствовали, что всюду могла и должна действовать астрофизика, как в близких звездах, так и в далекой Вселенной; в это время бюраканская классификация галактик сильно помогла прояснить мои идеи.

Я присоединяю мои пожелания очень радостного юбилея Виктору Амбарцумяну к настоящей книге, объединяющей труды его друзей.

I

В работе, опубликованной в *Астрономическом журнале СССР* в 1942 г., В. А. Амбарцумян впервые изложил метод, позволяющий простым применением не менее простого принципа физики точно решить старую проблему, выдвинутую Милном, о переносе излучения в «серой» атмосфере, где энергия переносится только с помощью фотонов и геометрия которой элементарна: плоскопараллельные слои.

К сожалению, из-за трудностей общения, вызванных второй мировой войной, в Западной Европе и в США в то время нельзя было достать эту важнейшую работу, так что другие исследователи (Чандрасекар с 1944 г.; Курганов с 1947 г.; Маршак, Дейвисон и Ле Каин в 1947 г. и др. — см. список литературы у Курганова, 1952) занялись этой проблемой независимо друг от друга и лишь позднее обнаружили очевидную важность работы Амбарцумяна.

Метод Амбарцумяна изложен в его же работах и, объективно, также в отличной книге В. Курганова (1952). Поэтому мы здесь вспомним только его сущность.

«Принцип инвариантности», к которому сводится, с точки зрения физики, метод Амбарцумяна, утверждает, что *«интенсивность излучения, выходящего из полубесконечной атмосферы, не изменится, если прибавить или отнять материальный слой бесконечно малой оптической толщины»*. Это на самом деле означает, что физической операции воображаемого «снятия кожиры» (фиг. 1) соответствует одновременная пе-

Фиг. 1. Принцип инвариантности Амбарцумяна.

реналадка физики последовательных слоев. Нам не нужно вдаваться в долгие расчеты, чтобы увидеть, что этот принцип является значительно более общим, чем требуется для решения «ограниченной проблемы» Милна, и полностью применим также в самых общих случаях. В разделе VI мы увидим, что этот метод был в последнее время использован в Лаборатории теоретической астрофизики Колледж де Франс.

Но вскоре стало ясно (каким бы ни был принцип метода), что реалистичность характера решений *реже* ограничена из-за схематического упрощения определения проблемы, а *чаще* из-за численных осложнений, вызванных определенной сложностью химического состава, законом изменения непрозрачности с длиной волны, т. е. введением спектральных линий, более сложной геометрией и, наконец, осознанием факта, что процессы заселения энергетических уровней атомов зависят от поля излучения и поэтому не удовлетворяют когерентному приближению, которое и является локальным термодинамическим равновесием (ЛТР).

Поэтому, как только появились большие ЭВМ, более старые методы, основанные на физической логике и ясных математических приближениях, постепенно исчезли, а появились настоящие каталоги «моделей», вычисленные в рамках упрощенных гипотез и ставшие ныне классическими; они предполагали лучистое равновесие (ЛР), гидростатическое равновесие (ГР), учитывали, как нельзя лучше, структуру атомов и линий и обсуждали источники непрозрачности в гипотезе стационарного равновесия заселения урочней (СРЗУ), а также предполагали, наконец, плоскопараллельную (ПП) или сферическую (СФ) геометрию, допускающую однородное строение, см., например, книгу Михаласа, переизданную недавно (1977).

Подчеркнем, что в этой стадии, начиная с первых работ, развитие исследований преследовало две цели. С одной стороны, признавался *схематический* характер описания звездных атмосфер. Речь шла о наборе *физических гипотез*, хорошо определенных, но не всегда соответствующих астрофизической действительности. С другой стороны, при решении данной схематической проблемы, хорошо определенной этими физическими гипотезами, стали заниматься *приближениями*, наложенными практическими трудностями проблемы. Совершенно очевидно, что оба типа упрощений (простые физические гипотезы, численные или алгебраические приближения) были неодинаковой природы. Но основные усилия были направлены на постепенное освобождение от обоих типов упрощений; появление ЭВМ, как сказано выше, позволило избежать стадии приближений, но отнюдь не улучшило весьма простой характер физики архетипов.

Таким образом, дальнейшее продвижение зависело, очевидно, от *физики*, но опубликованные модели имели столько значимых цифр, что казалось неудобным подвергать сомнению первые из этих цифр (!), отвергая общность лучистого равновесия, гидростатического равновесия или геометрий (несмотря на все упрощения), которые они предполагали. На самом деле речь шла не о том, что должны были назвать «моделями», а просто о слишком усложненных «архетипах». Хочу объяснить: «модель», строго говоря, является совокупностью чисел, дающих распределение некоторых физических величин в различных точках звездной атмосферы, и уравнений, позволяющих вывести наблюдаемые величины из этих чисел. «Хорошая» модель разрешает, на самом деле, вычислить *все* наблюдаемые величины с такой точностью, с которой их можно измерять; таким образом, понятие «хорошей модели» развивается с качеством наблюдений. «Полной» моделью является та, которая определяет *все* физические величины во *всех* точках: тогда можно из нее извлечь наблюдаемые, но *не обязательно уже наблюдаемые*, величины. Таким образом, с тех пор, как стало известно о существовании солнеч-

ной грануляции (чтобы привести только один пример), стало а priori ясно, что однородная модель не полная и даже не хорошая, и нет никакого основания считать, что грануляция не является очень общим явлением. Значит, таблицы «моделей» в лучшем случае являются таблицами решений «схематических» проблем — хорошо определенных проблем, претендующих на когерентность совокупности гипотез, но не имеющих возможности претендовать на воспроизводимость физической действительности, пока не будет доказано, что эти гипотезы являются также хорошими приближениями этой действительности; их польза в том, чтобы заставить задуматься о роли определенных параметров, гравитации, эффективной температуры и т. д. в образовании различных наблюдаемых особенностей. Очевидно, от них нельзя многого требовать.

Интересна история идей, лежащих в основе первых архетипов и современных таблиц (в дальнейшем мы будем пользоваться словом «модель» очень осмотрительно и в его строжайшем значении, т. е. если она дает хорошее представление наблюдаемых особенностей), так как она знакомит с поступательным движением наших размышлений, все более и более разработанных идей, основанных на сравнении упрощенных схем со все более полными и точными наблюдениями. Но эта история сразу показывает расхождение между наблюденной действительностью и самыми хорошо разработанными схемами, начиная с частичных интуиций.

Этот взгляд назад приводит нас в данной фазе, может быть, к более трезвым размышлениям: к чему эти массы численных схем, настоящих списков телефонных абонентов? И чем должны завершиться дискуссии, размышления о звездных атмосферах в 1978 году?

II

В начале нашего века одной из фундаментальных проблем было, очевидно, выяснение строения звезд. Их видимое излучение наблюдалось, было даже количественно известно, поскольку имелось несколько параллаксов. А классификация звезд по цветам (начатая отцом Секки) была тогда истолкована, по аналогии с законами черного тела, известными физикам-экспериментаторам, в зависимости от температуры: голубые звезды являются горячими, красные звезды — холодными.

Таким образом, в это время архетипом было *черное тело* в термодинамическом равновесии (ТР). Одной температуры было достаточно, чтобы определить все его свойства; но не было ли парадоксальным наблюдать черное тело? Нужно было вообразить маленькое отверстие в его стенах (у черного тела непрозрачность а priori бесконечная), откуда выходило бы излучение и откуда возможно было бы получать его спектр.

Но при этом серьезно нарушался измеряемый объект, именно на месте, где производилось измерение. Любое определение температуры звезды основывалось при этом на более серьезной гипотезе: и вот это маленькое отверстие, сделанное в стене черного тела, расширяется по всей ее поверхности и значительно отличается от черного тела. Это замечание напоминает *mutatis mutandi* об одном старом принципе современной

Фиг. 2. Наблюдение черного тела.

Черное тело изолировано от внешнего мира и замкнуто. «Малое» отверстие в стенке позволяет наблюдать его излучение, теоретическая интенсивность $B_\nu(T)$ (функция Планка) которого зависит только от температуры. В окрестности отверстия вызванное нарушение может повлиять на теоретически ожидаемое излучение.

физики: само наблюдение в такой степени нарушает измеряемый объект, что от этого глубоко модифицируется смысл измерения... Это неважно, поскольку существует теория черного тела, и на основе этой теории достаточно сравнить специфичную интенсивность излучения с наблюдением, чтобы получить значение температуры.

Само нарушение, обусловленное тем, что звезда не является *изолированной* системой, как черное тело, а системой, находящейся *во взаимодействии* (причем сильном) с внешним миром, имело видимые сразу последствия. Не существует двух способов определения температуры, которые привели бы к тождественным значениям... Идея приравнивания реальной звезды к архетипу—черному телу привела астрофизиков к определениям «эффективных температур», «цветовых температур», «яркостных температур...», а в случае Солнца, по крайней мере, к открытию, что каждая из этих величин зависит от рассматриваемой точки солнечного диска и различия между центром и краем (что в видимой области проявляется как потемнение) остаются, очевидно, очень значительными.

Фиг. 3. Наблюдаемые температуры.

Если известно расстояние исследуемой звезды, на ординату наносится наблюдаемый поток $F(\nu)$ с $см^2$ ее поверхности.

Можно измерить: яркостную температуру T_1 для частоты ν_1 . Имеем: $\pi B_{\nu_1}(T_1) = F(\nu_1)$; эффективную температуру $T_{эфф}$. Имеем: $B(T_{эфф}) = \int_0^\infty B_\nu(T_{эфф}) d\nu = \int_0^\infty F(\nu) d\nu$.

На самом деле интеграл измеряется в наблюдаемой области спектра, и расчеты позволяют экстраполировать на весь спектр (боллометрическая поправка); цветовую температуру (даже если неизвестно расстояние источника) между двумя частотами ν_1 и ν_2 : $B_{\nu_1}(T_{12})/B_{\nu_2}(T_{12}) = F(\nu_1)/F(\nu_2)$.

Становилось очевидным, что температура T убывает с высотой X в звезде. Вместо теплой, толстой, непрозрачной перегородки-стены, предполагаемой представлением о звезде как черном теле, нужно было

представить глубокою и частично прозрачную атмосферу, особенности которой зависят от глубины. Предположение о «сером» поглощении позволило сделать новые упрощения, и с помощью геометрии оставалась только проблема построения (эмпирической) модели, описывающей изменения T с глубиной. Важной физической величиной явилось произведение толщины на непрозрачность — оптическая глубина τ , и благодаря законам (приспособленным) излучения черного тела стало возможным получить связь $T(\tau)$ из измерений.

Фиг. 4. Эмпирические модели, построенные посредством потемнения солнечного диска к краю.

Слева видно, что для точек, близких к краю диска, оптическая глубина $t = 1$, вдоль луча зрения, достигается в более поверхностных слоях, чем в центре; если существует «потемнение» к краю, то это означает, что яркостная температура убывает к поверхности. Справа функция Планка яркостной температуры, полученная непосредственно по изменению на диске наблюдаемого потока в функции $\cos \theta$ и представленная для двух длин волн в функции вертикальной оптической глубины τ . Если $\tau = 1$ очевидно соответствует $t = 1$, при $\cos \theta = 1$ (центр диска), то рисунок слева позволяет видеть, что для $t = 1$ и любого значения $\cos \theta$ имеем $\tau = \cos \theta$.

Кривые для двух частот ν_1 и ν_2 соответствуют скольжению масштаба абсцисс, вызванному тем фактом, что τ_{ν_1} и τ_{ν_2} не одинаковы на одинаковой геометрической глубине, так как непрозрачность является функцией длины волны. В принципе совпадение (можно подсчитать нужное скольжение, если известно изменение непрозрачности с частотой) обеспечено — что объясняет факт, что в настоящем анализе данному слою соответствует только одна средняя температура.

После диспута, продолжавшегося несколько десятилетий, в котором Эддингтона или Милна, сторонников «лучистого равновесия», противопоставляли Шварцшильду — стороннику «конвективного равновесия», появилась проблема Милна: как на самом деле объяснить наблюдаемое убывание температуры к внешним слоям, самым очевидным, наблюдаемым доказательством которого является потемнение диска к краю? Энергия приходит снизу — из внутренних слоев звезды. Она является тем, что есть. Она выходит из звезды, но в какой форме? Может быть, значительная часть ее переносится движением, как это подсказывают наблюдения грануляции? А может быть, существенным способом этого переноса является поглощение и переизлучение? Казалось, что лучистое равновесие лучше «сработало»; оно позволило определить проблему Милна в ее уже упомянутой ограниченной форме и явилось поводом для значительного числа работ, в преобладающем большинстве более математических, чем физических, в которых следует удивляться изобретательности артиста и удивительному характеру (подчас совершенно бесосновательному!) его акробатики...

Сравнение со все более богатыми наблюдениями выявило другие проблемы и, странным образом, необходимость ввести *новые параметры*, характеризующие равновесие этих областей атмосферы.

Отказавшись от «серого» поглощения (из-за разногласия в $T_{\text{эфф}}$, $T_{\text{цв}}$, $T_{\text{ярк}}$), нужно было в дальнейшем оставить искусственное раздвоение отдельных частей спектра. Конечно, непрозрачность зависела от глубины, но физически от двух физических параметров: *давления* и *температуры*, и поэтому нужно было быть в состоянии ввести в архетипы способ для предсказания изменения давления; одного только параметра оптической глубины не было более достаточно, чтобы характеризовать какой-либо физический слой звезды. Уравнение гидростатического равновесия (иногда использовавшегося с учетом «эффективной гравитации») прибавилось к уравнению лучистого равновесия и вошло в теорию классических «архетипов» лучистого равновесия, применяемых в «не сером» случае.

Фиг. 5. Уравнения классических моделей-архетипов.

Было ясно, что на этом новом этапе существенную роль играл *химический состав* атмосферы, который обуславливает непрозрачность и проявляется также линейчатым спектром (добровольно забытым в архетипах, так как он хотя и слишком сложный, но тем не менее весьма реальный). Эта роль была долгое время замаскирована тем эмпирическим фактом, что звездные спектры были «хорошо классифицированы» с помощью всего двухпараметровой классификации и что данных одних только значений эффективной температуры и гравитации было достаточно для вычисления точных, мало отличающихся у разных авторов архетипов со стандартным химическим составом. Причина тому была проста: химический состав мало меняется от звезды к звезде, и эта случайность явилась причиной успеха классической теории архетипов

Фиг. 6а. Соответствие между эмпирической трехмерной классификацией и соответствующей параметрической классификацией моделей-архетипов.

атмосфер. Но надо было признать, что это опознание — факт, что двухпараметровых моделей вообще было достаточно для классификации — делало весьма напрасными все спекуляции о недостаточности теории. Ярлык с двумя параметрами, «модель» (извините!) с двумя параметрами? Все было хорошо!

Существование *звездных населений* было открыто к 1950 г. В этом открытии одновременно с Вальтером Бааде В. А. Амбарцумян сыграл роль поясняющего, обратив внимание на тот факт, что третий параметр классификации, параметр, на самом деле кинематический и пространственный, является *непрерывным*. Это позволяет показать, что этот параметр связан не только с кинематическими и простран-

ственными характеристиками, но и со спектральными. Роль химического состава, позволившего построить трехпараметровые ($T_{эфф}$, $\log g$, M/H)

Фиг. 6b. Трехмерная классификация Шалонжа—Диван.

Эта классификация группирует нормальные звезды на определенной поверхности, которая здесь дана в «развернутом» виде. Цифры на кривых представляют синие градиенты Φ_b ; на абсциссе и ординате λ_1 и D . Каждая клеточка соответствует одному спектральному типу (от O до F9, слева направо) и одному классу светимости (от Ia наверху до V внизу). Различные скопления представлены различными знаками (объяснение в обрамлении в верхней правой части рисунка), и соответствующие звезды окружены прерывистыми линиями. (—линии, разделяющие различные спектральные классы и различные классы светимости; . . . кривые одинаковых абсолютных величин; — — — контуры некоторых скоплений) (по Шалонжу, Диван, 1973).

архетипы атмосфер и, таким образом, описать, в принципе, три параметра, признанные в последнее время необходимыми для спектральной классификации (таковы, например, D , λ_1 , Φ_b в классификации Института астрофизики, Барбье, Шалонжа и Диван), позволила углубить без модификации принципа успех классической теории...

Конечно, три параметра классификации чаще всего *достаточноны*... Но позволяют ли использованные уравнения привести в соответствие три имеющих определенный смысл физических параметра? Сегодня кажется ясным, что классификация звезд, имеет ли она два, три или больше параметров, является удобным инструментом, однако при построении архетипов сравнения не хватает чересчур много физики, чтобы было возможным *недвуусмысленное* определение физических параметров.

Фиг. 7. Двусмысленность диагностики двухмерной классификации.

Параметры K_2 и K_1 позволяют определить g и $T_{эфф}$. Однако это определение может быть чувствительным к выбору параметров и моделей (смотри текст). А — точки, полученные определенным выбором критериев и набором моделей; В — точки, полученные той же выборкой критериев и другим набором моделей.

Иными словами, набор «моделей», хороший каталог с большим количеством значимых цифр, учитывающий все, что возможно вычислить, обязательно даст какое-то значение температуры и гравитации в хорошо определенных областях звезды. К сожалению, иной автор, слегка изменив совокупность уравнений или способ представления спектральных линий, получит совершенно иной результат. Проблема в том, что результат очень чувствителен к сравнениям...

Напомним также, что эта фундаментальная двусмысленность снова появится, если вставить в теорию любой третий параметр — существование хромосферы, например. Эмпирическая трехмерная классификация может выражаться как классификация T_s , g , M/H , но, бесспорно, и как классификация T_s , g , $T_{хром}$ (где $T_{хром}$ является температурой предполагаемой хромосферы). Устранение этого типа неопределенности не

является, несомненно, совсем невозможным. Но необходимо осознать, что причиной этого является сокращение параметров до какого-то конечного числа; в пределе трудности перехода от эмпирических к физическим классификациям посредством набора моделей-архетипов были всегда вызваны тем фактом, что при создании этих архетипов пренебрегли важным фактором — возможным изменением химического состава или хромосферы...

Итак, ограничиваясь (для примера) двухпараметровыми «моделями» и используя группы двух спектральных критериев K_{t1} , K_{t2} , можно вычислить в плоскости $T_{эф}$, $\log g$, кривые равных значений K_1 и K_2 ; тогда измеренные значения K_1 и K_2 позволят определить $T_{эф}$ и $\log g$. К сожалению, из-за ошибок измерений и забытой физики выбор критериев приводит к различным значениям физических параметров. Получается облако точек M ... Можно ожидать, что слегка отличающаяся теория, возможно, улучшенная с точки зрения физических или численных выборок, сожмет это облако, модифицирует его, не изменяя значительно его центр тяжести. Но эксперимент, повторенный несколько раз, показывает, что это не так.

Несомненно скажут: а как это может быть? Неужели не очевидно, что мы в состоянии калибровать спектры так называемых архетипов с помощью известных близких звезд? Расстояние Веги (α Лиры), например, а это значит и ее абсолютная величина хорошо известны; звезда Сириус, еще лучше, является двойной, ее масса точно известна; хорошо известны радиусы других звезд (например, затменных двойных)... А что сказать о Солнце, таком близком, что сжигает, известном, изученном и обладающем неслыханно большим богатством деталей?

В случае звезд легко дать ответ: очень мало звезд очень хорошо известных, да и те из них, которые считаются таковыми (Сириус, Вега), недостаточно известны из-за отсутствия подходящих методов абсолютной фотометрической калибровки. Что касается Солнца, то давно уже отказались от вычисления «архетипа», чтобы скорее использовать модели (между прочим, ни одна из них не является «полной» и очень мало из них «хороших» — даже для ограниченного числа наблюдаемых величин) вместо методов инверсии, которые позволяют вывести измерения, хотя являются очень спорными.

Так что сегодня, после, по крайней мере, полувека существования теории атмосфер, можно сказать, что даже в случае Солнца мы очень мало знаем о физике звездной окрестности, но зато располагаем очень интересной библиотекой архетипов, позволяющей понять важные стороны физики взаимодействия между материей и излучением в атмосферных слоях, но не дающей ни в коей мере полного описания физики этих слоев — даже существенных сторон этой физики.

Понадобилось много времени, чтобы отказаться от этого удобного призрака простых физических моделей, способных описать наблюдения. На самом деле, сложность атмосферы или, скорее, того, что надо было называть *звездной окрестностью*, стала совершенно очевидной постепенно, от малого отверстия, помещенного на бок черного тела, до великолепного изобилия полей, частиц, ветров, плазмы, магнетизма, пыли, ударных волн, рассеиваний и переменностей..., на которые нам указывают сегодня исследования Солнца и многочисленных отдельных звезд.

Фиг. 8. Эволюция понятия *звездной атмосферы*: от черного тела до комплексной окружающей среды (по Пекеру, Томасу, 1976)

Сошлемся на две недавние статьи (Пекер и др., 1973; Пекер и Томас, 1976), которые завершают эту глубокую, продолжавшуюся пятьдесят лет эволюцию точек зрения.

III

Последующая часть настоящего анализа будет посвящена исследованиям, необходимым для прогресса сегодня, не путем *создания* новых типов таблиц для представления звездных атмосфер, а посредством *понимания* того (прежде чем выполнить многочисленные бесполезные вычисления), что действительно происходит в атмосфере, в атмосфере в широком смысле слова, в совокупности областей около звезды или Солнца, нашей звезды-лаборатории.

Конечно, мы начнем с того, что определим «атмосферу» в своем открытом, самом широком смысле. Это область, распространяющаяся от самых глубоких слоев звезды, откуда выходят самые проникающие фотоны (в пределе мы могли бы также говорить о центральных областях, рассматриваемых как «атмосфера» для потоков нейтрино). Она распространяется до областей среды (обычно называемых «межзвездными»), где атомы, пылевые частицы, молекулы хранят еще осязаемый след (эффекты гравитации, лучистого давления), память о том, что эта звезда является именно «их» звездой. В пределе можно даже некоторые области (например, Ориона) рассматривать как образующие звездную атмосферу, общую для многих звезд... В этом смысле в атмосферу входят и облака околозвездной пыли; она охватывает области ионизованного водорода и сопровождающие их ударные волны, а также классические области фотосферы и зоны менее классические, как хромосфера и корона.

Между областями более центральными и более внешними физика среды меняется поступательно. Из самых плотных, самых глубоких областей вырывается мало фотонов. Огромный *резервуар* энергии, момента, массы позволяет вырваться только следам, слабым утечкам массы

и энергии, которые изменяют качества резервуара только в течение очень длинных интервалов времени. В резервуаре, находившемся практически в невозмущенном равновесии, всего два параметра описывают локальное физическое состояние: температура и плотность. Все остальное следует оттуда: распределение поля излучения, типов ядер, т. е. состава. Если звездная масса дана, то и сама плотность будет определена, в той степени, в какой температура в совершенстве регулирует состояние конденсации вещества звезды во всех ее точках*.

Затем, по мере продвижения к наружным слоям, степени свободы должны быть введены в описание состояния вещества. Постепенно, локально, поток какой-нибудь данной физической величины—видимые фотоны, X -фотоны, γ -лучи или материя: нейтрино, электроны, атомы — превышает их количество, накопленное локально. Тогда этот поток *ipso facto* нарушает локальное состояние; если на самом деле внутренняя структура звезды управляет всем остальным, то не менее точно, что уравнения указывают на ее локальное влияние, но таким образом, что нужно решать нелинейную, неуравновешенную и, конечно, нестационарную проблему, даже и для коротких интервалов времени. Иными словами, ее можно решить правильно только увеличивая, локально, число параметров состояния. На больших расстояниях от центра конфигурации физика полностью преобразуется; до такой степени ослаблен контроль центрального резервуара энергии и массы, что число параметров состояний значительно возрастает.

Этот переход является *поступательным*. Для изучения физики глубокой фотосферы достаточно знать температуру $T(X)$ и плотность $\rho(x)$. При исследовании высокой фотосферы или хромосферы заселенность атомов находится под воздействием поля излучения; отклонения от ЛТР значительны; давление разрешает вычислить процент столкновений; но нужно знать также поле излучения, которое управляет так называемыми процессами излучения, и проблема становится нелинейной, так как это излучение зависит от заселенности уровней энергии атомов, и наоборот... В короне основной становится другая, уже нужная и в хромосфере, величина: вклад механической энергии. Энергия, которая переносится механическими волнами, становится сравнимой с той, которая переносится электромагнитными волнами. Еще дальше, в области

* Иногда говорят, что обстановка, которая соответствует *минимальному* числу параметров состояния, соответствует *вырожденной* системе. В данном случае это слово не имеет того же значения, что, например, в случае, когда речь идет о вырожденной материи. То, что тогда называется степенью вырождения, является числом различных квантовых состояний, которые могут принимать частицы системы, находящейся в данных условиях. Оба эти понятия очень различаются друг от друга, и мы будем осмелительно применять это выражение.

солнечного ветра, существенная часть энергии заключена в потоке материи; но речь идет об ионизованной материи: магнитные поля обмениваются энергией с этими струями материи, с этими ветрами, и звездная магнитная энергия, в свою очередь, также освобождается; так что, по мере осыпания звезды-ромашки, освобождаются по очереди нейтрино, фотоны, механическая энергия, магнитная энергия. Положение потом становится ужасающе сложным, и трудно даже определить сами проблемы, но внешние области остаются симптомами самой звезды, продуктами того, что происходит в ее сердце... И поэтому они являются существенными для понимания не только звезды, но и явления, которое в дальнейшем нужно будет рассматривать как фундаментальное, — взаимодействия между *сгущением* материи и энергии, которое и есть звезда, и *сверхразреженной* средой, что составляет межзвездную среду. Это взаимодействие представляет собой *галактическую физику*.

Фиг. 9. Иерархия конденсации.

Внутри нашей Галактики каждая звезда представляет собою конденсацию, а взаимодействие звезда — межзвездная среда вытекает из физики конденсация — разреженная среда. Эта физика управляет также взаимодействием на других уровнях: галактика — межгалактическая среда; скопление галактик — среда между скоплениями и т. д. Речь идет об очень обобщенной концепции в астрофизике (по Пекеру, Томасу, 1976).

Такое утверждение может казаться наивным, даже ошибочным. Тем не менее ясно, что то, что происходит в Галактике, а именно в межзвездном газе и пыли, управляется звездной эволюцией; она определяет поток излучения, который, ионизируя газ в III областях или гоняя пыль в Галактике, управляет состоянием среды; она определяет химический состав звездного сердца, а также и среды, по мере того как из-за более или менее сильной потери массы продукты нуклеосинтеза (который происходит в центре звезды) рассеиваются между звездами, там, где будут рождаться более молодые звезды; она определяет также общие движения внутригалактической (а также окологалактической) материи, поскольку образование звезд, распределение молодых звезд в Галактике, в различных стадиях своей эволюции, являются, на самом деле, существенными параметрами динамической и гидродинамической эволюции Галактики... Таким образом, звездная эволюция проявляется, главным образом, в непосредственно наблюдаемой форме в околозвездных явлениях. Поэтому наше утверждение является не преувеличением, а только сокращением выражения! Именно взаимодействие (между сгустками материи, какими являются звезды, и очень разреженной средой, являющейся межзвездной средой) и есть основное явление галактической физики... Пока что это и есть конечная цель изучения атмосфер, оболочек, окрестностей (какое тут имеет значение словарь!) звезд.

IV

Мы попробовали поставить теорию атмосфер в более современный контекст, чем тот, в котором она появилась полвека назад. Некогда благодаря математическим упражнениям, вдохновленным физическими проблемами, она стала сущностью физики наблюдаемого спектра звезд. Поэтому, освобожденная от сопровождающих ее, зачастую слишком математических, рассуждений, она в настоящее время выдвигает определенное число новых физических проблем.

Во-первых, проблемы наблюдения, так как нужно увеличить число значимых наблюдений, способных, с точностью измерений, выявить значительные отклонения от предсказаний теорий — теорий, «классических» в период наблюдений, требующих постоянного совершенствования.

Во-вторых, теоретические проблемы; если несомненно известно, что мы должны лучшим образом использовать уравнения Максвелла и уравнения эволюции материи и энергии, то не очевидно, что мы умеем это делать в сложной среде, в которой мы работаем; и за исключением некоторых случаев (например, изобретение МГД Альвенем) теория не будет в состоянии ввести новые концепции, а только позволит физикам использовать старые, классические, известные концепции в новых условиях, в которых их никогда нельзя было с успехом применять.

А. Необходимые наблюдения; мы ограничимся их перечислением в нижеследующих абзацах.

Самыми неотложными являются действительно хорошие абсолютные (с точностью 1%!) измерения интенсивности в спектрах «стандартных» звезд: α Луг, α СМа, α СМi и т. д. и болометрических поправок; наземные (видимая, близкая УФ, близкая ИК) непосредственные сравнения с хорошим черным телом, при этом необходимо тщательно устранить атмосферное поглощение (в настоящее время де Маллини и Пейтуро работают в этом направлении), а также хорошие УФ и ИК измерения, с помощью космических устройств.

Кому, например, не известно важное значение исследований в инфракрасном непрерывном спектре? Инфракрасное излучение околозвездной области, в принципе, происходит за счет переработки других типов энергии излучения: UV энергии и видимой энергии звезд, расположенных в этой области. Эти звезды часто невидимы на коротких длинах волн. Поглощение настолько сильно, что энергия переносится, главным образом, процессами излучения, но, может быть, и не только этим путем: возможно, что энергия *гравитационной конденсации* играет какую-то роль. Процессы преобразования, возможно, происходят за счет физико-химической энергии, соответственно взаимодействию между частицами пыли и молекулами...

Другой вид наблюдений: молекулярные линии миллиметровой и субмиллиметровой областей. Сравнения, в каждой точке, отношений содержаний газа и пыли (в частицах пыли, с помощью полос графита на 2200 А, воды на 3.1 *микрон* или силикатов приблизительно на 9.8 и 18 *микрон* и в газе определением изобилия молекул более строго, классически) могут также дать (с помощью определения количества газа в некоторых элементах) представление о химических или фотохимических реакциях между атомами и молекулами на поверхности пылевых частиц.

Необходимо развивать еще один тип наблюдения: исследование характеристик хромосферы и короны в далекой ультрафиолетовой области, если околозвездная оболочка не накладывает отвергающих условий на такое исследование. Такое исследование является более чувствительным, чем исследование в эмиссионных линиях видимой области, что очевидно и явилось побудительной причиной новейших программ спутников Коперник, TD-1 и вскоре IUE.

Следует использовать любую технику, подходящую для определения магнитных полей и полей скоростей, более или менее организованных, в более или менее крупном масштабе. Но нужно иметь в виду трудности диагностики и поэтому убедиться, чтобы двусмысленности, такие частые в этой области, были, хотя бы частично, устранены. В случае

Фиг. 10. *Солнце, звезда-образец, пробная звезда.*

Солнце нам показывает, часто в эмбриональном состоянии, но из-за близости доступные наблюдения, явления, которые в гораздо более крупном масштабе происходят на некоторых звездах, но которые часто хуже выделяются наблюдениями, чем в случае Солнца (По Пекеру, Томасу, 1976).

Солнца, всегда рассматриваемого нами как пробная звезда или идеальная космическая лаборатория, непосредственное изучение с помощью космических методов солнечного ветра, спорадических извержений солнечного вещества, их распределения на поверхности Солнца и их корреляция с магнитными структурами, вместе с ее пространственно-временной эволюцией, оправдывает новое возрастание интереса к физике Солнца, в самом «этимологическом» смысле этого слова. Стольких звеньев еще не хватает... Прежде чем понять, например, влияние магнитных полей на выбросы протуберанцев, не лучше было бы изучить эволюцию таких полей, как функцию высоты, а не только в самых глубоких слоях фотосферы? Не было бы целесообразным, имея в виду диагностику (настолько двусмысленную!) полей скоростей, ограничиться некоторыми областями и изучить их основательно, используя и обсуждая их значения, все возможные их «следы»? Иными словами, мы здесь за то, чтобы оживить исследования солнечной активности, но так, чтобы

они имели целью получить полную информацию о скоростях, магнетизме... чтобы получение этой информации не повлекло за собой много логических ошибок в их теорию... Приведем здесь один небольшой пример: профили спектральных линий на диске Солнца изменяются от элемента к элементу, от центра к краю и бывают часто асимметричными. Вопреки всем усилиям, кажется ясным, что невозможно пока достичь согласия между теоретиками в распределении скоростей в солнечной атмосфере. В итоге, вопрос может быть поставлен тогда с точки зрения теории информации: использованы ли *все* возможные данные и не использовано ли их *слишком много* и тем самым не уменьшен ли вес самых значимых из них? Если в достаточной мере осознать ограниченную ценность информации, содержащейся в отдельных данных, здесь остается открытой целая, бесспорно достижимая, область.

В. Теория также должна сделать многое. И, несомненно, в построении не моделей, а «архетипов» в определенном выше смысле и с помощью хорошей физики...

Можно на самом деле определить некоторые положения, не очень-то заботясь об их астрофизическом происхождении, и написать уравнения проблемы. Решение этих уравнений должно дать возможность определить спектр исследуемых объектов, которые они описывают (несомненно, воображаемых объектов, но внушенных реальными объектами).

Так, можно в устойчивую атмосферу ввести, учитывая действия различных противоположных сил (гравитация, сила излучения, трение...), явления миграции, обусловленные *диффузией*. Таким образом рассматривалась диффузия некоторых атомов относительно других (и это явилось основой размышлений для объяснения спектров звезд Am или Ar; см., например, Мишо, Ватсон, Воклер, Прадери). Но диффузия атомов, находящихся на различных уровнях возбуждения, кажется, должна играть важную физическую роль; новейшие работы Оксениуса (1977) изучают эту важную проблему для случая схематизированных изотермов и изобаров.

Еще одной проблемой, архетипом очевидной важности, является проблема, над которой работает уже несколько лет Кристиан Манян. Сознвая трудности диагностики полей — скоростей на основе анализа спектральных линий астрономических объектов, конкретно Солнца, он несколько раз выявлял его двусмысленности: асимметрия линий может дать, согласно упрощенному анализу, неверное направление изменения «нетепловой» скорости с глубиной, поэтому ее нужно использовать только с крайней осторожностью; даже на крае солнечного диска комплексные эффекты переноса могут вызвать, в конвективной атмосфере, усредненные сдвиги спектральных линий, которые являются функцией (даже по их знаку) предполагаемых характеристик этого поля и тонченно-

сти вычисления вне термодинамического равновесия, больше или меньше отделанной у разных авторов. К. Манян и его сотрудники рассматривают общее решение смехатизированной проблемы, поставленной переносом в упрощенной атмосфере, где, однако, существуют поля скоростей. Связь между скоростью и излучением влияет ощутимо (на этот факт уже давно указывали Пекер и Томас, не делая его предметом детальных вычислений) по мере того, как доплеровское смещение поглощающих атомов заставляет их поглощать не в линии, соответствующей их переходу, а в соседнем континууме.

В этом архетипе сохраняется, бесспорно противозаконно, гипотеза о лучистом равновесии (ЛР) и часто тщательно обсуждаются отклонения от термодинамического равновесия (не-ЛТР). Но обсуждаются по возможности и отклонения от сферичности, опираясь на итеративный характер численных методов. Значит, обработка сферических атмосфер с помощью строгих алгоритмов — схематических, мы бы сказали — возможна. Конечно, при этом обрабатываются случаи без полей скоростей и без отклонений от гидростатического равновесия, но зато лучше понимается роль побочных переносов при образовании спектра (Э. Симоно).

Близкой проблемой, обсужденной конкретно Вильсоном в Австралии или Х. и У. Фриш во Франции, является изучение атмосфер, в которых физические условия изменяются случайным образом, из точки в точку и от момента к моменту. Характерный размер случайных явлений является параметром, влияние которого, например, на упрощенные кривые роста, представляет большой интерес.

Интересно отметить, что Кристиан Манян дал исключительно элегантное решение этой проблемы, основанное именно на непосредственном применении метода Амбарцумяна прибавления слоев. На самом деле, он сумел показать, что после определения коэффициентов отражения и пропускания для каждого турбулентного элемента достаточно усреднить эти коэффициенты, чтобы получить превосходное приближение решения проблемы. Итак, будучи основанным на физически ясной и глубокой идее, метод, имеющий возраст более тридцати лет, стал применяться с успехом к проблеме ужасающей математической сложности.

Фиг. 11. Несколько проблем-архетипов.

Слева направо и сверху вниз: диффузия атомов различной возбужденности в атмосфере; спектр атмосферы, где даны тепловые и нетепловые скорости; эффект сферичности; строгий подход в случае, когда непрозрачность упрощена; равновесие слоя с данными произвольными параметрами; атмосфера, в которой физические величины имеют случайное распределение, характеристики которого предполагаются данными; освобождение гравитационной энергии в звездной атмосфере, при отсутствии других явлений вне равновесия. Эти проблемы являются некоторыми из тех, которые цитируются в разделе IVB.

Налагаются и другие проблемы-архетипы: например, проблема, сущность которой заключается в отказе от гидростатического равновесия (модель не-ГР). Не уточняя пока механизма поддержания атмосферы, расчет атмосферы, находящейся в ЛР, но не в ГР (в зависимости от того, находится ли она в ЛТР или нет), может быть обещающим. Но как осуществить его? Очевидно, тот факт, что атмосфера не должна быть в ГР, позволяет считать, что она не будет и в ПП, и тогда нужно будет правильно решить уравнения переноса в сферически симметричной среде. Могло быть даже интересным продолжить изучение архетипов вне ГР, рассматривая физику одного «слоя» (аналога «оболочек» наблюдателей); не думая о том, что поддерживает слой в равновесии, и предполагая, что он является квазистационарным, можно подсчитать это равновесие, его эффекты, спектр слоя, если дано несколько произвольных параметров, определяющих это равновесие... Такой расчет не претендует ни в чем на представление атмосфер, называемых протяженными. Он должен дать хотя бы возможность понять некоторые стороны их физики или подчеркнуть значение в расчетах добровольно пренебреженных явлений. Намечается, между прочим, решить этот вопрос, применяя метод Амбарцумяна сложения слоев.

Какие бы еще архетипы ввести в «нового типа» теорию звездных атмосфер? Будет ли мне позволено привести еще некоторые из них, более близкие к моим нынешним исследованиям?

Атмосфера молодой звезды, в широком смысле, находится еще в процессе коллапса. Даже для горячих звезд продолжительность коллапса оболочки часто больше относительной продолжительности жизни на главной последовательности. И что тогда происходит в этой оболочке, которая не находится ни в ГР, ни в ЛР, ни, конечно, в ЛТР и тем более в ПП? Не вдаваясь слишком в сложности, связанные с законом непрозрачности, можно сказать, что явление коллапса вызвано освобождением гравитационной энергии и ее преобразование в тепловую энергию, возможно, достаточно для поддержания такой хромосферной активности, какая наблюдается у звезд типа Т Тельца. Вот великолепная проблема, пока что несомненно трудная, но полезная для понимания определенных аспектов звездной физики.

«Старые» модели с ЛР, ГР, ЛТР, ПП являются, на самом деле, красивыми архетипами, которые долгое время занимали наше математическое воображение и позволяли нам лучше размышлять о нашей физике. Другие следуют за ними: что более естественно? Однако их точность еще недостаточна, чтобы в некоторых случаях были нужны или даже возможны подобные расчеты. Рядом с простыми схематическими проблемами, короткий список которых уже дан, не сле-

дует ли вспомнить другие, также фундаментальные, однако значительно более трудные для разработки проблемы?

Так, известна интенсивность, иногда значительная, звездного ветра, на расстоянии нескольких звездных «радиусов» от ее центра. Но что известно о его механизме? Недостаточно знать, что движением атома управляет частично гравитация, частично давление излучения: в покое давление излучения почти не играет никакой роли в спектральных линиях, где интенсивность слаба; очевидно, раз движение начато, то оно будет способствовать его сохранению; но механизм *происхождения* солнечного ветра остается малоизвестным. Борьба мнений, имевшая место недавно между Кассинелли и Кастором, с одной стороны, и Томасом и Каноном и другими, с другой стороны, хорошо выявила эту трудность и позволила лучше понять роль граничных условий в механизме тяги (пропульсии); она, тем не менее, помогла понять и предсказать этот механизм. Очевидно, звезда теряет массу... Но каким образом? Причиной пополнения, наверное, являются физические механизмы, влияющие на эволюцию центральной звезды. Все априорные подсчеты потери массы сегодня кажутся невозможными. Томас и Канон предложили путь к объяснению происхождения этого явления; согласно этим авторам, любое накопление кинетической энергии внутри звезды должно вызвать флюктуации лучевых скоростей; они показали неустойчивость атмосферы относительно любого усиления такого движения и относительно нагревания этим процессом. Но если физическая идея существует, она остается «схематической» постольку, поскольку расчет эффекта остается трудным и не может, следовательно, охватить другие реальные и важные явления. Тем не менее упомянутый архетип кажется обещающим и его надо углубить.

Значит, ярмарка архетипов, *явно нереалистичных*, с астрофизической точки зрения, но физически когерентных, в числе которых находятся и каталоги «моделей», открыта! Важно не требовать от них больше, чем они могут дать... Как самая красивая девушка в мире!

Сравнение с наблюдением это другое дело и дело шлифовки.

V

Удивительным примером заблуждения теории атмосфер является посредственное определение *химических составов*, уж не говоря об определениях полей скоростей, в которые, по крайней мере, никто не верит!

Первый серьезный анализ выполнен Расселом в 1929 г. и относится к Солнцу. Данными являлись не измеренные, а оцененные интенсивности линий. Техника анализа была грубой (первая!), чисто «прибли-

женной» формой теории кривых роста, в которой единственная физическая идея заключалась в утверждении, что квазинасыщенная линия поглощения может расширяться только из-за столкновений, если увеличить число ответственных атомов.

Позднее эту основную идею разработали Минерт (1929), Мензел (1936) для Солнца и Унзольд (1930) для звезд и применили эти исследования к точно измеренным линиям мультиплетов. Но их теории остались существенно приближенными (см. подробную историю этого вопроса в книге Унзольда «Теория звездных атмосфер»).

Прогресс в теории произошел в результате введения в алгебру, в рамках теории переноса излучения того времени, совершенно строгого выражения для кривых роста, применяя «функции весов» или «насыщения» (Минерт, 1948; Пекер, 1949, 1950). Как только появились ЭВМ, этот метод стал бесполезным, но вычисленные кривые роста остались «в ЛТР». Совсем недавно, как только были осознаны значительные отклонения от ЛТР, теория образования линий была обобщена совершенно естественным образом и стал возможным ее учет: очень общее определение стало применимо без дальнейших затруднений, а благодаря большим ЭВМ и значительно легче.

При условии решения уравнения стационарного равновесия, но не ЛТР, должно было быть возможным, исходя из измеренных линий, определение химического состава Солнца и звезд, модель (на этот раз слово идет действительно о модели) которая *предполагается известной* «с другого места».

В литературе даны такие вычисления, многочисленные при ЛТР и более редкие вне ЛТР, имеющие в выражении логарифма отношения $N_{\text{элемент}}/N_{\text{H}}$ две значимые цифры после запятой, вообще.

Ясно, что этот анализ не пригоден, поскольку он основывается на доверии к классической модели. Конечно, одни авторы часто старались оправдать эти методы, используя дифференциальные кривые роста, сравнивая либо звезду и Солнце (жаль!), либо, что более разумно, две звезды, о которых а priori предполагалось, что они похожи друг на друга (два желтых гиганта, два голубых карлика...), другие калибровали узкополосные фотометрические измерения ярких звезд, но большинство, очевидно, сравнивали между собой звезды и различные структуры, так как сравнение двух идентичных звезд представляет ограниченный интерес! Нам кажется, что эти методы могут показать тенденции, указывающие на ненормально «высокую» или «низкую» «металличность» и больше ничего. Но реалистичное обсуждение ошибок указывает на неопределенности, достигающие часто фактора 2 или 3, а иногда даже влияющие на порядок величины.

Это было бы верно даже тогда, когда использованные модели, иногда по смыслу, были приемлемыми архетипами. Но не сделаем ли мы серьезную ошибку, если существование, например, толстой хромосферы зависит от нового параметра звездной классификации, не включенного в число трех привычных параметров, и если этот новый параметр предполагается, конечно, известным, но идентичным у обеих сравниваемых звезд? Поэтому нужно с большой осторожностью рассматривать опубликованные данные об изобилии, которые, тем не менее, являются основой даже для исследований, выполняемых специалистами. В одном из новейших архетипов (Дъеман и др., 1975), который совершенно необоснованно относится к Солнцу, мы показали значение эффектов этой природы.

Но что сказать о звездах Вольф—Райе? Уже давно известно, что различия между звездами WC и WN являются, прежде всего, различиями структуры. Какая доля аномалий звезд Ap, Am, например, происходит из-за различий в химическом составе и какая из-за различий в структуре? Кто скажет это, не рискуя ошибиться? Кажется, что «суперметаллические звезды» Спиррада лишены этой роли; Г. Кейрел считает, что они суперметаллические, но не на фактор тысяча, как часто утверждается! Может быть на фактор 10?.. Тогда роскошь значимых цифр в таблицах очевидно неоправданна. И изучение (с помощью архетипов) влияния различных возможных факторов на наблюдаемое изобилие может оказаться очень плодотворным.

VI

Систематические сравнения между звездами «почти» идентичными — звездами B и Be, O и Of, WR и O, звездами типа T Тельца и спектральных классов K, M, звездами Am, Ap и A — могут указать хотя бы на важные параметры звезд. Так, используя все ресурсы УФ и ИК, можно связать характер излучения звезды типа T Тельца, в бальмеровских линиях, с наиболее выраженным характером инфракрасного излучения. Определения, даже неточные (на порядок величины), достаточны, чтобы выявить значение хромосферных или корональных зон, установить годичную потерю масс из-за звездного ветра или определить количественные различия изобилия. Такую работу надо провести с одного края диаграммы Герцшпрунга—Рассела на другой. Такая работа в настоящее время ведется в Астрофизической лаборатории Колледж де Франс под руководством Р. Н. Томаса и А. Б. Андерхилл и должна привести к опубликованию монографий о каждой из этих групп сравнения... Словом, речь идет о том, чтобы выявить *прежде* чем их ввести в расчеты, *еще скрытые* параметры звездной классификации и их физическое значение.

Чтобы не повторить с n параметрами те же ошибки, на которые указывалось выше, в случае двух параметров (фиг. 7) нужна большая осторожность, тщательное изучение предложенных физических явлений и глубокого физического смысла, чтобы подойти к новому этапу изучения атмосфер. «Моделирование» придет потом.

Может быть, кто-то скажет: «Но, в конце концов, в случае Солнца систематическое изучение всех наблюдений, их критическое разделение позволили создать различные эмпирические модели, представляющие, в принципе, все наблюдения». Действительно, модель Билдерберга начала длинный ряд последующих приближений. Но где мы находимся сегодня? Фиг. 12 показывает, согласно Прадери (1976), настоящее со-

Фиг. 12. Эмпирическая модель солнечной хромосферы.

Не входя в подробности различных применяемых методов или выбора использованных наблюдений, подчеркнем большую разнообразность совсем недавно полученных решений. Рисунок дает температуру хромосферы в функции высоты над «поверхностью» фотосферы. Символы имеют следующие значения — ТА: Томас и Атай, 1961, данные затмения; VN: Вернаца и Нойес, 1972, наблюдения центр—край в линии $\text{Lu } \alpha$; BCR; Бекман, Кларк и Росс, 1973, инфракрасные и миллиметровые наблюдения; NK: Нойес и Калкофен, 1970, эмпирические определения T_3 ; GNKS: Гингерич, Нойес, Калкофен и Куни, 1971, то же; VAL: Вернаца, Авретт и Лезер, 1975, то же. Более поздние определения не должны быть обязательно лучше (по Прадери, 1976).

стояние эмпирических моделей нижней хромосферы, да и то неполное. У нее есть чем привести в отчаяние и самых храбрых из звездных астрономов; правда, эти модели даже и не пытаются представить грануляцию, активные зоны и все, что нам известно. Более того, имея в виду очевидное несоответствие солнечных архетипов для представления наблюдений, множество эмпирических, но несовместимых моделей, созданных для представления тех же наблюдений, станет ясно, что имеется *третий путь*, путь постоянного обмена между двумя концепциями «моделирования». Этот третий путь мы попробовали определить в настоящей работе: тщательное и ориентированное физической интуицией сравнение значимых наблюдений и физических, но схематических, архетипов и основанное на этих сравнениях исследование физики самых обобщающих архетипов. Несомненно еще слишком рано для создания интегральной теории звездных атмосфер. К этому следует добавить, что тридцать лет тому назад казалось, что мы были близки к ней...

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И РЕЗЮМЕ

Каково положение в настоящее время?

Кажется, что с героических времен теории атмосфер методология на самом деле мало изменилась, но дух подхода к проблемам, напротив, глубоко эволюционировал.

Эта эволюция позволяет различать «модели», получаемые, главным образом, эмпирическим путем, основанные непосредственно на наблюдениях и, в частности, сравнении спектров различных звезд, и «проблемы-архетипы», являющиеся возможно точным и физическим решением физических проблем, внушенных размышлением о том, что представляют наблюдения.

Построение моделей остается двусмысленным: существует много наблюдений, и некоторые наблюдения остаются недостаточно определенными.

Получение решений проблем-архетипов является более реалистичным: некоторые из этих архетипов являются именно более или менее спекулятивными «моделями», прошлыми и недавними. Но зато они не в состоянии представить астрофизическую реальность.

Ни один астрофизик не может довольствоваться ни эмпирическими моделями, ни решением схематических проблем или частичными моделями-архетипами. Терпеливое, постоянное сравнение этих последних и хорошо выбранных наблюдений должно нацеливаться на новые проблемы-архетипы.

Только позже, согласовав наблюдения (и так называемые эмпирические модели) с хорошо вычисленными решениями схематических проблем, возможно будет замкнуть кольцо. Пока что можно только быть оптимистом, правда, на долгие сроки, констатируя изобилие новых, требующих воображения идей, основывавшихся на таких сравнениях. Уже пятьдесят лет, и несомненно долго еще, физика звездных атмосфер будет нам давать важные темы для размышления и особенно постепенно углубляющегося понимания наблюдаемой звездной Вселенной, а также и галактической структуры.

Л И Т Е Р А Т У Р А

(Настоящая статья не имеет характера библиографического обзора. Мы приводим здесь только литературу общего значения и работы, из которых взяты некоторые рисунки)

Амбарцумян В. А., 1942, *Астрон. ж.*, **19**, 20.

Kourganoff V., 1952, *Basic Methods in Transfer Problems*, Clarendon Press, Oxford.

Pecker J.-C., Praderie F., Thomas R. N., *Astron. Astrophys.*, **29**, 289.

Pecker J.-C., Thomas R. N., 1976, *Space Sci. Rev.*, **19**, 217.

Praderie F., 1976, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, **47**, 553.

Unsöld A., 1955, *Physik der Sternatmosphären*, 2-е Ausgabe, Springer. Berlin.

Chalonge D., Divan L., 1973, *Astron. Astrophys.*, **23**, 69.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ НЕСТАЦИОНАРНОСТИ СОЛНЦА И ЗВЕЗД

А. Б. СЕВЕРНЫЙ

Крымская астрофизическая обсерватория
Академия наук СССР, Крым, СССР

Настоящая статья—это попытка сделать аналитический обзор тех проблем, которые интересовали автора обзора за последние 10—15 лет и которые тесно связаны с кругом вопросов нестационарности звезд и Солнца, вопросов, которые всегда стояли в центре внимания В. А. Амбарцумяна.

Исчезновение 11-летней периодичности в течение большей части XVII века (Маундеровский минимум), существенные колебания активности (пятнообразовательной деятельности) от одного 11-летнего цикла к другому свидетельствуют о некоторой глобальной нестационарности проявлений солнечной активности. В то же время геологические и палеоклиматологические данные свидетельствуют скорее об удивительной неизменности потока энергии излучения от Солнца за сроки $\sim 3,5$ млрд лет, в то время как современная теория строения и эволюции Солнца (за счет выгорания водорода) требует увеличения потока на 30% за это время, считая, что Земля первоначально не была горячей, имеющей собственные источники энергии, например в виде радиоактивности, способные расплавить сплошное обледенение, которое наступило бы в ранней стадии эволюции Солнца при таком сильном изменении энергоотдачи. Нужно при этом, правда, отметить, что все эти соображения еще довольно шаткие: как модели климата и географического, геологического прошлого Земли, так и теория внутреннего строения звезд и Солнца испытывают сейчас серьезные трудности. Во всяком случае имеется явное противоречие между принятыми моделями Земли и теорией строения и эволюции Солнца. Неясно также, можно ли связывать ледниковые периоды и периоды похолодания с колебаниями солнечной активности.

Если на большой шкале времени и глобально нестационарность Солнца не сильно выражена, то на малой шкале и локально, в небольших участках поверхности, Солнце является нестационарной звездой.

В активных областях временами генерируются рентгеновские и космические лучи, радиоизлучение, усиливается ультрафиолетовое и видимое излучение. Сейчас все больше и больше наблюдается тенденция искать в явлениях звездной нестационарности (в частности вспыхивающих звезд Т Тау, AD Leo и др.) аналоги нестационарным процессам на Солнце (см. Гершберг, 1977 и др.). Не касаясь вопроса о правомерности переноса подобных обобщений, мы здесь остановимся лишь на некоторых проблемах солнечной активности, которые могут иметь значение для подобных обобщений, в частности—на проблемах нестационарности и магнетизма Солнца в целом и в активных областях, отмечая, где это возможно, сходные явления звездной нестационарности.

Почти 10-летнее изучение в КрАО (и затем совместно с обсерваториями в Станфорде и Маунт Вилсон) Солнца как магнитной звезды (измерения «среднего» магнитного поля Солнца как звезды, в параллельном пучке) выявило, что временами Солнце ведет себя как вращающийся магнитный квадруполь, а временами как диполь (то есть 4 или 2 раза меняет, соответственно, знак за период вращения). При этом обнаруживается теснейшая корреляция знака поля со знаком магнитного поля солнечного ветра и вертикальной составляющей геомагнитного поля Земли на полюсах. Временами, однако, возникают быстрые, в течение одного—двух дней, флуктуации величины и знака среднего общего поля, что отражается также в магнитном поле солнечного ветра. (Следует отметить, что все эти изменения никак не связаны с колебаниями суммарного магнитного потока от пятен, которые вообще мало привносят в глобальный магнитный поток из-за своей малой, по отношению ко всему диску, суммарной площади). Такие быстрые флуктуации независимо и одновременно наблюдались в КрАО и на Маунт Вилсон, причем они проявлялись как одновременное изменение знака поля на *обоих* полюсах Солнца. Другое интересное явление, связанное с полем Солнца как звезды, состоит в том, что интервал времени между последовательными максимумами одной (N) полярности от всего Солнца несколько *короче* (69—76 гг.), чем интервал от S-полярности, т. е. дело обстоит так, как если бы N-полярность вращалась немного быстрее, чем противоположная полярность. Имеются и другие свидетельства в пользу такого вывода (различие средней широты, в которой концентрируются области N- и S-полярности, см. Северный, 1971).

Пока что не найдено надежного объяснения указанным эффектам. Возможно, что магнитная ось Солнца (если таковая существует) наклонена заметно к оси вращения, как у магнитных ротаторов—Ар-звезд. Но смена поведения с дипольно- на квадрупольно-подобное, за срок сравнимый с годом, двумя — процесс слишком быстрый. Интересно, что сейчас вырисовывается более глубокая аналогия с Ар-звездами: с

изменениями общего поля коррелирует яркость линий редких земель в спектре Солнца как звезды (Степанян и Щербакова, 1978).

Быстрые флуктуации общего-среднего поля (порядка 1 дня) требуют еще более быстрых процессов, никак не связанных с вращением Солнца.

В связи с обнаружением быстрых флуктуаций поля Солнца мы в 1970 г. предприняли попытку обнаружить подобные эффекты у звезд. Был разработан метод измерения слабых магнитных полей ярких звезд, и его применение довольно быстро позволило обнаружить заметное (менее 100—200 *гс*)*, довольно быстро (за несколько дней) меняющееся поле у сверхгиганта γ Суг. Для объяснения вращением подобных изменений поля у этой звезды пришлось бы принять, или что она быстро вращается (что противоречит факту узких, резких линий в спектре этой звезды), или что при медленном вращении в ней возникают обширные области с полем до 10^5 *гс*, что также несовместимо с наблюдениями. В дальнейшем быстро изменяющиеся поля были обнаружены у α СМа, β Ог1, α Луг и ряда других ярких звезд, а также у Ап-звезд. Таким образом явление быстрых, не связанных с вращением изменений магнитного поля—по-видимому, общее для ряда звезд, включая Солнце. Оно требует своего объяснения. По-видимому, единственным агентом, способным дать быструю флуктуацию магнитного поля, является волна, бегущая вокруг звезды (Солнца) со скоростью близкой к звуковой (о колебаниях Солнца см. ниже), причем скорость таких волн в направлении вращения звезды и против него будет различна, поэтому возможен дрейф места встречи таких волн по поверхности звезды (Северный и Кувшинов, 1976; Кувшинов, 1976а, 1976б).

Если, далее, эффект обгона одной полярности другой реален, то это может привести к наматыванию, как на барабан, силовых линий поля и, в результате, к торсионным колебаниям, которые были в свое время привлечены Каулингом для объяснения некоторых особенностей поведения магнитных звезд.

Следует отметить, что существующие теории звездного магнетизма не в состоянии удовлетворительно объяснить указанные выше особенности (наибольшие трудности встречает теория динамо).

В 1974 году в КрАО были обнаружены глобальные осцилляции Солнца в целом, с периодом $2^h 40^m$ и амплитудой скорости ± 2 *м/сек*. Этот период очень близок к периоду радиальных пульсаций почти однородного Солнца ($2^h 47^m$), но представление о почти однородном Солнце привело бы сразу к радикальной перестройке наших представ-

* Обычный фотографический метод не позволяет определять поля с точностью лучшей ± 200 — 300 *гс*.

лений о строении и источниках энергии Солнца. Поэтому было принято считать, что это период одного из высоких обертонов квадрупольных колебаний существующей сейчас модели Солнца.

Истекшие 4 года измерений лучевых скоростей этих колебаний (более 640 часов) и недавние очень точные измерения колебаний яркости Солнца позволили продвинуться несколько дальше. Это было необходимо, так как исследование глобальных колебаний Солнца может привести к важным выводам о строении и генерации энергии внутри Солнца и звезд. Период оказался чуть длиннее — $2^h 40^m 005$ (фаза максимума смещается на $\sim 15^m$ за год, Северный, Котов и Цап, 1976; Котов, Северный и Цап, 1978). Яркость Солнца, как по измерениям яркости Урана, так и более точным измерениям колебания закона потемнения в инфракрасной области, подвергается колебаниям в фазе со скоростью, но амплитуда этих колебаний очень мала, всего 0,04%, что означает колебания температуры около 1°K (Котов и Кучми, 1978). Наиболее важным свидетельством солнечного происхождения колебаний явились еще два недавно обнаруженных факта: 1) у основного колебания в 160^m существует довольно сильный обертон 80^m , волна (амплитуда) которой показывает хорошо выраженную зависимость от фазы солнечного вращения (пропадает и возникает 2 раза за оборот при осреднении данных за $1/4$ оборота и дает один максимум и один минимум за оборот, при осреднении за $1/2$ оборота); 2) появились сообщения о наличии геомагнитных колебаний солнечного происхождения с периодом $2^h 40^m$. Интересно, что взаимодействие основного колебания с обертонами, по-видимому, меняется от года к году, что вызвало почти полное исчезновение колебаний в 1976 г. (эффект антифазы обертона и главного колебания).

Природа наблюдаемых колебаний—проблема, требующая внимательного как экспериментального, так и, в основном, теоретического изучения. (Имеются также подозрения, что среднее, общее магнитное поле Солнца также меняется с таким же периодом 160^m).

Идея электромагнитного происхождения быстрых изменений у нестационарных звезд и даже квазаров сейчас используется все шире и шире, особенно в тех случаях, когда трудно придумать какое-либо другое объяснение. Конечно гипотеза наклонного магнитного ротатора довольно хорошо объясняет регулярные быстрые колебания ряда Арзвезд и недавно открытые изменения круговой поляризации белых карликов.

Однако многие наблюдения круговой поляризации звезд, галактик и квазаров (в оптическом диапазоне) не поддаются однозначному объяснению с помощью представления о переменных, присущих само-

му объекту магнитных полей. Ввиду низкой яркости здесь приходится применять широкополосные (U, B, V)-фильтры, включающие значительную примесь непрерывного спектра и магнитно нечувствительных линий, что не позволяет делать однозначные, без дополнительных спекуляций, заключения о магнитном поле. Наш особый интерес вызвали здесь рентгеновские источники, такие как X-1 Sco, X-1 Cyg, квазар 3C 273. Наблюдения в течение 4-х лет позволили, по-видимому, несомненно установить изменения, иногда быстрые (от 3-х часов у X-1 Sco до месяца у 3C 273), круговой поляризации (Северный и Кувшинов, 1976). Эти «вспышки» круговой поляризации при предположении теплового излучения плазмы в магнитном поле и преобладающей роли электронного рассеяния в образовании непрерывного излучения приводят к полям ~ 10 млн. градусов, если исходить из наблюдаемых данных по рентгеновским источникам типа Sco X-1 и Cyg X-1 (Кувшинов, 1976б). Однако эта интерпретация не однозначна, так как колебания круговой поляризации сопровождаются изменениями яркости. Кроме того столь сильные поля повлияли бы серьезно на спектральные линии в этих звездах.

Особенно поразительные изменения линейной поляризации, яркости в оптическом диапазоне и радиояркости и поляризации в радиодиапазоне обнаружены недавно на ЗТШ и радиотелескопе РТ-22. Наблюдалась колебания яркости квазара 3C 273 на 20% за время около получаса. Это измерение (Ефанов, Моисеев и др., 1977) ставит серьезные проблемы в объяснении вообще природы квазаров.

Попытка объяснить явления в быстро меняющихся нестационарных звездах (Т Тау, AD Leo) появления и исчезновения сильных, ~ 10 тыс. гс, полей встречается с рядом трудностей, из которых основная — это слишком быстрые (до нескольких минут) трансформации поля на большой линейной шкале, сравнимой с размером звезды (имеется в виду погасание яркости из-за уменьшения конвективного переноса энергии магнитными полями, Гершберг, 1977). Хотя сходство хромосфер карликовых нестационарных звезд и Солнца не исключено, особенности вспышечной активности Солнца призывают к осторожности.

Хотя очень много теоретических работ было посвящено и посвящается вспышечной активности Солнца, в большинстве случаев упускаются из вида те или иные очень существенные стороны явления солнечных вспышек и вообще солнечной активности. Одно свойство вспышек и активных областей требует особенного и вновь самого пристального внимания — это их тонкая структура: вся эмиссия, при хороших изображениях, сосредоточена в отдельных маленьких ядрах, зернах, сравнимых с кружком рассеяния оптической системы. Более

того, размеры этих зерен, по-видимому, не меняются при возгорании и развитии вспышек: они увеличивают свою яркость, но не размер, а промежуток между зернами заполняется более слабым свечением (в основном—в линии H_{α}), как если бы эти зерна были источником возбуждения окружающей их атмосферы Солнца (КрАО, Бабин, 1970). (При плохих изображениях картина выглядит размазанной, как одно сплошное, бесструктурное светящееся облако). Интересно, что яркие блестящие точки, с размером, сравнимым с кружком рассеяния телескопа, наблюдаются иногда внутри ядер пятен (наблюдения со стратоскопом Крата и его сотрудников, ГАО, 1976).

Природа расширения эмиссионных линий (до $\pm 10 \div 15 \text{ \AA}$) во вспышках и «усах» остается до сих пор не выясненной до конца, хотя расширение высших членов бальмеровской серии неплохо иногда можно объяснить эффектом Штарка. Но иногда, особенно в низших членах, это объяснение оказывается несостоятельным и только аномально высокая «турбулентность», со скоростями до 200 км/сек , может, формально, удовлетворить наблюдаемым профилям линий. Неплохое согласие также даст представление о слое расширяющемся или сжимающемся с градиентом скорости (Гринин, 1974).

Пожалуй, одним из основных достижений в изучении вспышек и активных областей, сделанных недавно из космоса, является обнаружение на Скайлабе (Брюкнер, 1976) и на Салюте-4 (Брунс и др., 1976, 1978) больших, до $100\text{--}200 \text{ км/сек}$ «турбулентных» скоростей в верхних областях активной области (в области переходного слоя от хромосферы к короне). Тонкая структура эмиссии обнаруживается также в линии L_{α} и линиях переходного слоя (C II, C III, Si III, Si IV и др.), прослеживается зависимость доплеровского изгиба линии от эффективной глубины ее образования. Следует отметить, что попытка найти удовлетворительное, количественное, теоретическое (с помощью совместного решения уравнений стационарности и переноса для неоднородного слоя) объяснение наблюдаемых контуров L_{α} и L_{β} , а также эквивалентных ширин линий переходного слоя для активных областей (слабая вспышка) приводит к выводу, что в верхних слоях имеется очень узкий (порядка десятков метров) и плотный ($\approx 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$) слой (Барановский, 1978).

Если добавить к сказанному, что с процессом вспышки связан выброс больших масс плазмы со скоростями до 1500 км/сек , испытывающими ускорения, превосходящие в несколько раз гравитационное, а также выбросы частиц высокой энергии и генерацию космических лучей, мощные всплески рентгеновского и радиоизлучения, возникает отчетливое мнение, что мы еще очень далеки от понимания этого вида

нестационарности. Недостатки существующих теорий процесса недавно рассмотрены нами (Северный, Степанян, 1976).

Учитывая, что вся излучаемая энергия концентрируется в малых зернах во вспышках, мы приходим к плотности энергии в таких тонкоструктурных элементах $\simeq 10^6$ эрг/см³, что никак нельзя объяснить наличием какого-либо теплого источника; т. е. энергия вспышек явно не теплого происхождения, если даже исходить только из данных об их излучении в оптическом диапазоне. Феноменологически, полная энергия, генерируемая в различных формах, может быть объяснена превращением магнитной энергии (хотя бы от перемещения магнитных «полюсов»—солнечных пятен в пределах одной группы). Этот процесс эффективен в области нейтральных точек и линий магнитного поля и рассмотрен в очень многих работах. Однако трудно представить себе, откуда возьмется такое большое количество скопления нейтральных точек, мелких зерен, генерирующих эмиссию. Помимо этого, тщательные измерения не только продольного, но и полного вектора поля на солнечном магнитографе КрАО не подтвердили связи появления вспышек не только с возможными местами расположения нейтральных точек, но и с относительными минимумами напряженности поля, хотя и показали связь с местами сильных вертикальных электрических токов (согласно уравнению Максвелла $\vec{j} = (c/4\pi) \operatorname{rot} \vec{H}$; правда, имеются места, где значение \vec{j} велико, но вспышка там не возникает, Зверева и Северный, 1970). Обычно теоретики ссылаются на то, что измерения поля и наблюдения в H_α относятся к нижним слоям, а необходимая для теории магнитная структура находится выше, в переходной области или короне. Но те же измерения магнитного поля в крыльях и ядрах сильных линий (таких как H_α) говорят о том, что по меньшей мере в хромосфере структура магнитного поля повторяет структуру поля фотосферы—падает (в ~ 1.5 —2 раза) только напряженность. Однако проблема измерения магнитных полей в переходной области и в короне является одной из первоочередных задач физики Солнца, которую можно решить только с помощью солнечных телескопов из космоса.

Интересно в заключение отметить, что очень кратковременные (порядка минут) усиления яркости линий в спектре, сходные с наблюдаемыми во вспышках, наблюдаются у магнитных звезд, в частности, у звезды HD 215441 (Чуваев и Чуваева, 1974).

Мы видим, что большинство рассмотренных работ скорее ставит вопросы, но не решает их. Но ценность подобных работ в науке, пожалуй, даже большая, чем тех, где вопрос решается, особенно когда, по мнению автора, решение получается в «конечном» виде.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Бабин А. Н., 1974, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **50**, 152.
- Барановский Э. А., 1978, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **60**, в печати.
- Bruckner G., 1976, IAU Colloquium No. 36, *The Energy Balance* etc., Sept. 6–10, 1976, 329.
- Брунс А. В., Гречко Г. М., Губарев А. А., Климук П. И., Севастьянов В. И., Северный А. Б., Стещенко Н. В., Феоктистов К. П., 1978, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **60**, в печати; см. также IAU Colloquium No. 36, *Energy Balance* etc., Sept. 6–10, 1976, 333.
- Гершберг Р. Е., 1977, сб. *Вспыхивающие звезды*, ред. Л. В. Мирзоян, АН Армянской ССР, Ереван, стр. 181.
- Гринин В. П., 1974, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **51**, 65.
- Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Shakhovskoi N. M., 1977, *Nature*, **269**, 493.
- Зверева А. М., Северный А. Б., 1970, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **41**, 97.
- Котов В. А., Koutchmy S., 1978, в печати.
- Котов В. А., Severny A. B., Tsap T. T., 1978. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **185**, в печати.
- Крат В. А., Котляр Л. М., 1976, *Стратосферная астрономия*. Ленинград, гл. IV–V.
- Кувшинов В. М., 1976а, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **56**, 153.
- Кувшинов В. М., 1976б, Письма в А. Ж., **2**, 397.
- Кувшинов В. М., 1976в, Диссертация, Крымск. астрофиз. obs.
- Polosukhina N. S., Chuvaev K. K., 1974, *Nature*, **251**, 693.
- Severny A. B., 1970, *Astrophys. J.*, **159**, L73.
- Severny A. B., 1971, *Quart. Journ. Roy. Astron. Soc.*, **12**, 363.
- Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T., 1976. *Nature*, **259**, 87.
- Severny A. B., Kuvshinov V. M., 1976, *Astrophys. J.*, **200**, L13.
- Северный А. Б., Кувшинов В. М., Никулин Н. С., 1974, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **50**, 3.
- Северный А. Б., Степанян Н. Н., 1976, *Солнечные вспышки*, Знание, Москва, № 6.
- Степанян Н. Н., Щербакова З. А., 1978, Изв. Крымск. астрофиз. obs., **58**, в печати.

SOME PROBLEMS OF THE NONSTABILITY OF THE SUN AND THE STARS

A. B. SEVERNY

Crimean Astrophysical Observatory, USSR Academy of Sciences, Crimea, USSR

The present paper is an attempt to make an analytical over-view of problems that have been concerning the writer for the past ten or fifteen years and are closely related to problems dealing with the non-stability of stars and the Sun. Those are the problems which have invariably been in the focus of V. A. Ambartsumian's interests.

The disappearance of the 11 year-old periodicity during most of the 17th century (Maunder minimum), essential activity fluctuations (of the spot-like activities) from one 11-year-old cycle to the other testify to some global non-stability in the manifestations of the solar activity. On the other hand geological and paleoclimatological data evidence rather the wonderful invariability of the flow of energy radiation from the Sun over a period of ~ 3.5 billion years, while the modern theory of the structure and evolution of the Sun (at the expense of hydrogen burning) calls for a thirty per cent increase of the flow over the same period taking into account the fact that the Earth had not originally been hot, possessing its own energy sources, for instance in the form of radioactivity, capable of melting all-round icing which might set in in the early evolutionary phase of the Sun with such a sharp change in energy release. True, it should be noted that all of those considerations are rather shaky as yet: both the models of the climate, the geographical and geological past of the Earth and the theory of the internal constitution of stars and the Sun experience serious difficulties at present. At any rate the assumed models of the Earth and the theory of the structure and evolution of the Sun are at variance. It is equally unclear whether the glacial periods and those of temperature fall could be related to the fluctuations of the solar activity.

If the overall big time-scale fails to give a clear outline of the non-stability of the Sun, the small scale and locally on small areas of the surface the Sun is a non-stable star. In active regions X- and cosmic rays and radioemission generate and the ultra-violet and visible radiation in-

tensifies occasionally. Currently there is a growing tendency of looking for analogous non-stable phenomena of the stars (specially in flare stars T Tau, AD Leo and others) in the solar non-stable phenomena (see Gershberg, 1977 etc.). We do not deal with the justification of making similar generalizations; simply we like to dwell on certain problems of solar activity, that can be of value for similar generalizations, particularly on problems concerning the non-stability and magnetism of the Sun as a whole and in the active regions, pointing out, where possible, identical phenomena in stellar non-stability.

A study of nearly ten years of the Sun in Crimean Astrophysical Observatory (followed by a joint investigation with the observatories in Stanford and Mount Wilson) as a magnetic star (measurements of the "average" magnetic field of the Sun as a star in the parallel beam) revealed that from time to time the Sun behaves as a revolving magnetic quadrupole and on other occasions — as a dipole (i. e. during the revolution changes the sign 4 or 2 times, respectively). In the meantime a very close correlation is observed between the sign of the field and that of the magnetic field of the solar wind and the vertical component of the geomagnetic field of the Earth at its poles. At times, however, quick (in one or two days) fluctuations of the magnitude, and the sign of the average general field arise, which is also reflected in the magnetic field of the solar wind. (It should be noted that none of those changes are related to the fluctuations of the total magnetic flow from spots which are in general of little consideration in the global magnetic flow because of their small total area in respect of the entire disc). Such fast fluctuations were observed independently and simultaneously in Crimea and at Mount Wilson, in the form of a simultaneous change of the sign of the field in *both* poles of the Sun. Another interesting phenomenon related to the field of the Sun as a star was the fact that the time interval between the consecutive maximums of one (N) polarity on the entire Sun was somewhat *shorter* (69—70 years) than those on S-polarity, i. e. it looked as though N-polarity rotated much quicker than the opposite one. Other evidence in favour of such a conclusion is also available (divergence of the average latitude in which the regions of N and S polarities are concentrated. See Severny, 1971).

So far no reliable explanation of the above effects has been offered. Possibly the magnetic axis of the Sun (if in existence) is noticeably inclined to the rotation axis as is the case in magnetic rotators of Ap stars. However, a change in the behaviour from dipole-like to quadrupole-like over a year or two is quite a fast process. Interestingly, a deeper analogy with Ap stars comes into relief at present: the brightness

of lines of rare earth elements in the spectrum of the Sun as a star correlates to the changes of the general field (Stepanian, Scherbakova, 1978).

The fast fluctuations of the general-average field (of the order of a day) call for quicker processes in no way associated with the rotation of the Sun.

The discovery of fast fluctuations of the field of the Sun led us to an attempt in 1970 to find out similar effects in stars. A method of measuring the weak magnetic fields of bright stars has been worked out, the application of which made it possible to reveal in a short time a noticeable (less than 100–200 *gs*)* rather quickly (in a couple of days) changing field in the supergiant γ Cyg. To explain in terms of the rotation of similar changes of the field in this star we had to assume that it either rotates fast (which contradicts the fact of narrow, sharp lines in the spectrum of this star), or in slow rotation extensive regions with the field up to 10^5 *gs* arise in it, which fact is equally at variance with the observations. Subsequently, fast changing fields were detected in α CMa, β Ori, α Lyr and a number of other bright stars as well as in Am-stars. Thus the phenomenon of fast changes, unrelated to rotation, of the magnetic field is apparently a common feature for a number of stars including the Sun. This calls for an explanation. The only agent causing a fast fluctuation of the magnetic field seems to be the wave running around the star (the Sun) at a speed nearing that of the sound (on the oscillations of the Sun see below), the speed of such wave in the direction of the rotation of the star and in an opposite direction will vary; therefore a drift of the meeting point of such waves along the surface of the star might be expected (Severny, Kouvschinov, 1976a, 1976b).

Furthermore, if the outrun effect of one polarity by another is real, this can lead to a winding up as on a drum, of lines of force and result in torsion oscillations which in time were referred to by Cowling in accounting for some peculiarities in the behaviour of magnetic stars.

It is to be noted that the existing theories on stellar magnetism are not able to afford an adequate explanation of the peculiarities referred to above (the theory of the dynamo faces greatest difficulties).

In 1974 global oscillations of the Sun as a whole were discovered in Crimean Observatory with a period of $2^{\text{h}}40^{\text{m}}$ and a velocity amplitude of ± 2 *m/sec*. This period is quite close to that of radial pulsations of the almost homogeneous Sun ($2^{\text{h}}47^{\text{m}}$); but the notion of an almost homogeneous Sun would at once reshape radically our concepts on the structure and sources of the energy of the Sun. Therefore that period is

* The usual photographic method can determine the field with a precision no better than ± 200 – 300 *gs*.

considered to be one of the highest overtones of the quadrupole oscillations of the now existing model of the Sun.

The four-year old measurements of the radial velocities of those oscillations (exceeding 640 hours) and recent precise measurements of the brightness oscillations of the Sun made it possible to advance further. This was necessary since an investigation of the global fluctuations of the Sun can lead to important conclusions concerning the structure and generation of energy within the Sun and the stars. The period proved to be a little longer than -2^h40^m00s (the maximum phase shifts by $\sim 15^m$ per year, Severny, Kotov, Tsap, 1976; Kotov, Severny, Tsap, 1978). As the brightness measurements of Uranus and more precise measurements of the oscillations of the law of darkening in the infrared region have indicated that the Sun's brightness varies in the phase with the velocity, yet the amplitude is very low 0.04% in all, which means temperature variations of about 1°K (Kotov, Kouchmy, 1978). Two more facts discovered recently serve as the most solid evidence in favour of the solar origin of the oscillations: 1) a rather strong overtone of 80^m is to be found in the basic oscillation in 160^m , the wave (amplitude) of such an overtone showing a clearly marked dependence on the phase of solar rotation (disappears and reappears twice per rotation, when the data are averaged for 1/4 rotation and yields one maximum and one minimum per rotation when averaged for half a rotation); 2) reports are available as to the occurrence of geomagnetic fluctuations of the solar origin with a period of 2^h40^m . Curiously, the interplay of the basic fluctuation and the overtone changes apparently from year to year which resulted in almost a complete disappearance of oscillations in 1976 (the effect of the anti-phase of the overtone and the main oscillation).

The nature of the observed oscillations is a problem requiring a scrupulous experimental and the whole theoretical investigation (It is also suspected that the average general magnetic field of the Sun also changes with the same period of 160^m).

The concept of an electromagnetic origin of rapid changes in non-stable stars and even in quasars is more and more widely applied in our days, especially in cases when no other explanation is available. Of course, the hypothesis of an inclined magnetic rotator accounts fairly well for the regular fast oscillations of the Ap-stars and the recently discovered changes of the circular polarization of white dwarfs.

However, many observations of the circular polarization of stars, galaxies and quasars (in the optical range) do not admit of a single interpretation by means of the notion on variable magnetic fields peculiar to the object itself. In view of the low brightness one has to apply wide-

band (U, B, V) filters involving a considerable blend of the continuous spectrum and magnetically insensible lines which fact excludes single-valued deductions on the magnetic field but calls for additional speculation. The case engaged our attention particularly on the X-ray sources such as X-1 Sco, X-1 Cyg, quasar 3C 273. Our four-year old observations apparently established unequivocally the changes, sometimes rapid (from 3 hours in X-1 Sco up to a month in 3C 273) changes of circular polarization (Severny, Kouvshinov, 1976). Those "flares" of circular polarization, assuming a thermal radiation of the plasma in the magnetic field and the dominant role of electron scattering in the formation of a continuous radiation, are conducive to fields of ~ 10 million degrees, if we are to rely on the observed data based on X-ray sources of the Sco X-1 and Cyg X-1 types (Kouvshinov, 1976). However, this cannot be the only interpretation since the oscillations of the circular polarization are accompanied by brightness changes. In addition, strong fields would have a distinctive impact on the spectral lines in those stars.

Particularly striking changes of linear polarization, brightness in the optical range and radio-brightness and polarization in the radiorange, recently conducted on Shain telescope and the radio telescope RT-22, were revealed in the oscillations of the quasar brightness 3C 273 of 20 per cent over a period of about half an hour. This measurement (Efanov, Moiseev et al., 1977) poses a serious problems in interpreting the nature of quasars in general.

The attempt to account for the phenomenon of rapidly changing non-stable stars (T Tau, AD Leo) in terms of the appearance of strong, 10 thousand g_s , fields involves a number of complications, of which the principal is the extremely fast (up to several minutes) transformation of the field on the large linear scale, comparable to the size of the star (this implies the fading of brightness due to a diminution of the convective transfer of energy by the magnetic fields, Gershberg, 1977). Though an identity of the chrosospheres of non-stable dwarf stars and the Sun is now ruled out, still the peculiar features in the flare activity of the Sun keeps us on the alert.

Although most theoretical papers deal with the flare activity of the Sun, in most cases a number of essential aspects in solar flares and solar activity, in general, are left out of account. One property of flares and active regions calls for particular and unrelaxed attention: their fine structure. All the emission, for good images, is concentrated in separate small nuclei, grains, comparable to the scattering circle of the optical system. Moreover, the sizes of those grains do not apparently vary during the burning and development of the flares; they intensify their brightness but not the size, while the interval between the grains is

filled with a weaker glow (mainly in the line H_α), as though these grains were the source exciting the surrounding them atmosphere of Sun (Babin, 1970). (For bad images the picture is smeared and looks like a single unstructured glowing cloud). Curiously the bright glowing points, of a size comparable to the scattering of the telescope, are at times observed within the nuclei of spots (observations made with the stratoscope of Krat and his colleagues, 1976).

The nature of the broadening of the emission lines (up to $\pm 10 \div 15 \text{ \AA}$) in the flares and the "moustaches" remains unclear as yet, although the broadening of the highest members of the Balmer series is sometimes fairly well explained by Stark's effect. But at times, specially in the lowest members, this interpretation proves untenable and it is only the anomalously high "turbulence", at a velocity of up to 200 km/sec , that can formally fall in line with the observed profiles of lines. The notion of the expanding or shrinking layer with a velocity gradient is also in good harmony (Grinin, 1974).

One of the basic achievements in the study of flares and the active regions made recently by the Cosmos, is the discovery by Skylab (Brukner, 1976), and by Salyut-4 (Bruns et al., 1976, 1978), of large up to $100\text{--}200 \text{ km/sec}$ "turbulent" velocities in the upper areas of active regions (in the region of the transition layer from the chromosphere to the corona). The thin structure of emission is detected also in the line L_α and the lines of the transition layer (CII, CIII, SiIII, SiIV, and others), the dependence of the Doppler curvature of the line on the effective depth of its formation is traced. It should be noted that the attempt to find out an adequate, quantitative, theoretical (by means of a joint solution of the equations of stability and transfer for the unhomogeneous layer) interpretation of the observed contours of L_α and L_β , as well as the equivalent widths of the lines of the transition layer for active regions (weak flare) leads one to the conclusion that there is a very narrow (of the order of several dozen metres) and dense ($\approx 10^{12} \div 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) layer in the upper layers (Baranovskij, 1978).

If we add to the foregoing the fact that the flare process is related to the ejection of large amounts of plasma at a velocity of up to 1500 km/sec , experiencing accelerations exceeding the gravitational ones several times, as well as the ejections of high energy particles and the generation of cosmic rays, powerful flashes of X-ray and radio emission, there comes a clear indication to the effect that we are as yet very far from comprehending this type non-stability. The shortcomings of the existing theories of the process have recently been the object of our consideration (Severny, Stepanian, 1976).

In view of the fact that all of the radiated energy concentrated in small grains in the flares, we arrive at energy densities in such fine structural elements $\simeq 10^6 \text{ erg/sm}^3$, that the occurrence of some thermal source can in no way serve as an explanation; i. e. the energy of flares is decidedly of non-thermal origin, even if we rely solely on data concerning their radiation in the optical range. The total energy generated in various forms can be accounted for, as a phenomenon, by the transformation of the magnetic energy (at least through the displacements of the magnetic "poles"—solar spots within the range of one group). This process is effective in the region of neutral point and lines of the magnetic field and is dealt with in many studies. However, it is hard to conceive where such a vast amount is to be got: the accumulation of neutral points and fine grains generating the emission. Besides, scrupulous measurements of not only the longitudinal but also of the entire vector of the field on the solar magnetograph of Crimean observatory failed to confirm the relations of flare emergence not only with the possible location areas of the neutral points, but also with the relative minimums of field tension, though they manifested relations with places of vertical strong electric currents (as defined by the Maxwell equation $\vec{j} = (c/4\pi) \text{rot } \vec{H}$; true, in certain places \vec{j} is great but no flare occurs there; Zvereva, Severyny, 1970). Generally the theoreticians maintain that the field measurements and observations in the H_α relate to the lower layers, while the magnetic structure essential for theory is in the upper layer, in the transitional region or the corona. But the same measurements of the magnetic field in the wings and nuclei of strong lines (such as H_α) indicate that the structure of the magnetic field duplicates, at least in the chromosphere, that of the photosphere; only the tension relaxes (in $\sim 1.5\text{--}2$ times). However, the problem of measuring the magnetic fields in the transitional region and the corona is a major problem in the physics of the Sun, to be solved by means of solar telescopes from outer space.

It is interesting to note in conclusion that, short-lived (of the order of minutes) intensifications of the brightness of lines in the spectrum, similar to those observed in flares, are observed in magnetic stars, particularly in star HD 215441 (Polosukhina, Chuvaev, 1974).

We see that most of the papers referred to, pose the questions rather than solve them. But the value of similar studies in science is even greater than those that tackle the problem specially when the solution, as the writer of these lines believes, is derived in its "final" form.

REFERENCES

- Babin A. N.*, 1974, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **50**, 152.
- Baranovskij E. A.*, 1978, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **60**, in press
- Brückner G.*, 1976, See IAU Colloquium No. 36, *The Energy Balance* etc., Sept. 6—10, 1976, p. 329.
- Bruns A. V., Grechko G. M., Gubarev A. A., Klimouk P. I., Sevastyanov V. I., Severny A. B., Steshenko N. V., Feoktistov K. P.*, 1978, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **60**, in press. See also IAU Colloquium No. 36, *Energy Balance* etc., Sept. 6—10, 1976, p. 333.
- Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Shakhovskoi N. M.*, 1977, *Nature*, **269**, 493.
- Gershberg R. E.*, 1977, in *Flare Stars*, ed. L. V. Mirzoyan, Acad. Sci. Arm. SSR, Yerevan, p. 181.
- Grinin V. P.*, 1974, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **51**, 65.
- Kotov V. A., Koutchmy S.*, 1978, in press.
- Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*, 1978, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, H1185.
- Krat V. A., Kotlyar L. M.*, 1976, *Stratospheric Astronomy*, Leningrad, Chapters IV—V (in Russian).
- Kuvshinov V. M.*, 1976a, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **56**, 153.
- Kuvshinov V. M.*, 1976b, *Lett. Astron. Zh.*, **2**, 379.
- Kuvshinov V. M.*, 1976c, Dissertation, Krym. Astrophys. Obs.
- Polosukhina N. S., Chuvaev K. K.*, 1974, *Nature*, **251**, 693.
- Severny A. B.*, 1970, *Astrophys. J.*, **159**, L73.
- Severny A. B.*, 1971, *Quart. Jour. Roy. Astron. Soc.*, **12**, 363.
- Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*, 1976, *Nature*, **259**, 87.
- Severny A. B., Kuvshinov V. M.*, 1975, *Astrophys. J.*, **200**, L13.
- Severny A. B., Kuvshinov V. M., Nikulin N. S.*, 1974, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **50**, 3.
- Severny A. B., Stepanian N. N.*, 1976, *Solar Flares*, Znanye, No. 6, Moscow (in Russian).
- Stepanian N. N., Scherbakova Z. A.*, 1978, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **58**, in press.
- Zvereva A. M., Severny A. B.*, 1970, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.*, **41**, 97.

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. В. СОБОЛЕВ, Э. Г. ЯНОВИЦКИЙ

Ленинградский университет, СССР

Главная астрономическая обсерватория
Академия наук Украинской ССР, Голосеево, СССР

Задача о диффузии излучения в спектральной линии принадлежит к основным задачам теоретической астрофизики. С этой задачей тесно связана теория образования спектров небесных тел: звезд, туманностей, галактик и т. д. Исследование диффузии излучения в спектральной линии необходимо также для определения населенностей энергетических уровней атома.

На первом этапе решения упомянутой задачи делалось допущение, что частота излучения не меняется в ходе диффузии. Потом выяснилась огромная роль перераспределения излучения по частоте внутри линии. Учет этого явления привел к полной перестройке теории спектров небесных тел (см. Соболев, 1956а и Иванов, 1969).

При рассмотрении проблемы диффузии излучения должна быть принята во внимание также неоднородность среды. К настоящему времени это было сделано в ряде работ (Соболев, 1956б, 1958а, 1974, 1975; Беллман и Калаба, 1956; Уено, 1960; Басбридж, 1961; Яновицкий, 1961, 1971, 1978; Чемберлен и Макэлрой, 1966; Абланкар и Фимат, 1969, 1970; Мартин, 1971; Фимат, Калаба и Загустин, 1975; Соболев и Лоскутов, 1975; Лоскутов и Соболев, 1978 и др.) для случая диффузии без изменения частоты. Однако случай диффузии с перераспределением по частоте в неоднородной среде пока исследован в меньшей степени (Нагирнер и Селяков, 1975; Соболев, 1976).

В данной работе рассматривается проблема диффузии излучения в спектральной линии в атмосфере, в которой отношение коэффициента рассеяния к коэффициенту поглощения зависит от оптической глубины. Для решения этой задачи применяется метод, предложенный ранее одним из авторов (Соболев, 1958б) для случая однородной атмосферы (в статье, опубликованной в журнале, посвященном 50-летию академика В. А. Амбарцумяна).

Как известно, проблема диффузии излучения сводится к решению некоторых интегральных уравнений для функции источников. Мы сначала рассмотрим такие уравнения в общем виде, а затем применим полученные результаты к задаче о диффузии излучения в спектральной линии.

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ

Многие задачи теории диффузии излучения (а также и задачи некоторых других разделов математической физики) сводятся к решению следующего интегрального уравнения для функции $B(\tau)$:

$$B(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t) dt + g(\tau). \quad (1)$$

Уравнение (1) при произвольной ядерной функции $K(\tau)$ и $\lambda = \text{const}$ рассматривалось в работе (Соболев, 1958б). То же уравнение для частных случаев функции $K(\tau)$ и произвольной зависимости λ от τ рассматривалось в работах Соболева (1956б, 1958а). Теперь мы воспользуемся методами, предложенными в этих работах, для решения уравнения (1) в общем виде.

Вместо данной атмосферы будем рассматривать совокупность атмосфер, отличающихся от данной отбрасыванием верхнего слоя произвольной оптической толщины α . Функцию источников для каждой из таких атмосфер обозначим через $B(\tau, \alpha)$. Эта функция определяется уравнением

$$B(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t, \alpha) dt + g(\tau), \quad (2)$$

где τ — оптическая глубина, отсчитываемая от новой границы атмосферы.

Пусть $\Gamma(\tau', \tau, \alpha)$ — резольвента уравнения (2), т. е. решение его представляется в виде

$$B(\tau, \alpha) = g(\tau) + \int_0^{\infty} \Gamma(\tau', \tau, \alpha) g(\tau') d\tau', \quad (3)$$

Как известно, резольвента определяется уравнением

$$\Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} \Gamma(\tau', t, \alpha) K(|\tau - t|) dt + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} K(|\alpha - \tau'|). \quad (4)$$

Из (4) легко получаем

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \tau'} + \frac{\partial \Gamma}{\partial \tau} - \frac{\partial \Gamma}{\partial \alpha} = \Gamma(0, \tau, \alpha) \Gamma(\tau', 0, \alpha), \quad (5)$$

откуда следует

$$\Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \Gamma(0, \tau - \tau', \alpha + \tau') + \int_0^{\tau'} \Gamma(t, 0, \alpha + \tau' - t) \Gamma(0, \tau - \tau' + t, \alpha + \tau' - t) dt \quad (\tau' < \tau), \quad (6)$$

$$\Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \Gamma(\tau' - \tau, 0, \alpha + \tau) + \int_0^{\tau} \Gamma(\tau' - \tau + t, 0, \alpha + \tau - t) \Gamma(0, t, \alpha + \tau - t) dt \quad (\tau' > \tau). \quad (7)$$

Поскольку резольвента удовлетворяет соотношению

$$\lambda(\tau' + \alpha) \Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \lambda(\tau + \alpha) \Gamma(\tau, \tau', \alpha), \quad (8)$$

то мы имеем

$$\lambda(\alpha) \Gamma(0, \tau, \alpha) = \lambda(\tau + \alpha) \Gamma(\tau, 0, \alpha). \quad (9)$$

Обозначая

$$\Gamma(0, \tau, \alpha) = \Phi(\tau, \alpha), \quad (10)$$

из формул (6), (7), (9) и (10) видим, что резольвента $\Gamma(\tau', \tau, \alpha)$, являющаяся функцией трех переменных, выражается через функцию $\Phi(\tau, \alpha)$, зависящую только от двух переменных. Таким образом, знание функции $\Phi(\tau, \alpha)$ дает возможность определить функцию $B(\tau, \alpha)$, для всей совокупности рассматриваемых атмосфер при произвольной функции $g(\tau)$, т. е. при любых источниках энергии в атмосфере.

Для нахождения функции $\Phi(\tau, \alpha)$ имеем уравнение

$$\Phi(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) \Phi(t, \alpha) dt + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} K(\tau), \quad (11)$$

вытекающее из (4) при $\tau' = 0$.

Допустим теперь, что ядерная функция является суперпозицией экспонент, т. е.

$$K(\tau) = \int_a^b A(y) e^{-\tau y} dy. \quad (12)$$

В этом случае для определения резольвентной функции $\Phi(\tau, \alpha)$ можно также получить уравнение, отличное от (11).

Введем вспомогательное уравнение

$$B(\tau, x, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t, x, \alpha) dt + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{4} e^{-\tau x}, \quad (13)$$

из сравнения которого с (11) следует

$$\Phi(\tau, \alpha) = 2 \int_a^b A(x) B(\tau, x, \alpha) dx. \quad (14)$$

Из уравнения (13) также находим

$$\frac{\partial B}{\partial \tau} - \frac{\partial B}{\partial x} = -xB(\tau, x, \alpha) + \frac{\lambda(\alpha)}{4} \Phi(\tau, \alpha) \varphi(x, \alpha), \quad (15)$$

где обозначено

$$B(0, x, \alpha) = \frac{\lambda(x)}{4} \varphi(x, \alpha). \quad (16)$$

Применяя формулу (3) к уравнению (13), полагая в ней $\tau = 0$ и пользуясь формулами (9) и (10), получаем

$$\varphi(x, \alpha) = 1 + \int_0^{\infty} \Phi(\tau, \alpha) e^{-\tau x} d\tau. \quad (17)$$

Решение уравнения (15) имеет вид

$$B(\tau, x, \alpha) = B(0, x, \alpha + \tau) e^{-\tau x} + \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \lambda(\alpha + \tau - t) \Phi(t, \alpha - \tau + t) \varphi(x, \alpha + \tau - t) e^{-x(\tau-t)} dt. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (14), находим

$$\Phi(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} L(\tau, \tau + \alpha) + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \lambda(\alpha + t) \Phi(\tau - t, t + \alpha) L(t, t + \alpha) dt, \quad (19)$$

где

$$L(\tau, \alpha) = \int_a^b A(x) \varphi(x, \alpha) e^{-\tau x} dx. \quad (20)$$

Чтобы определить входящую в (20) функцию $\varphi(x, \alpha)$, подставим (14) в (17). Это дает

$$\varphi(x, \alpha) = 1 + 2 \int_a^b A(y) R(x, y, \alpha) dy, \quad (21)$$

где

$$R(x, y, \alpha) = \int_0^{\infty} B(\tau, x, \alpha) e^{-\tau y} d\tau. \quad (22)$$

Умножая (15) на $e^{-\tau y}$, интегрируя по τ от 0 до ∞ и учитывая (16) и (17), имеем

$$(x + y) R - \frac{\partial R}{\partial \alpha} = \frac{\lambda(\alpha)}{4} \varphi(x, \alpha) \varphi(y, \alpha). \quad (23)$$

Отсюда находим

$$R(x, y, \alpha) = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \lambda(\alpha') \varphi(x, \alpha') \varphi(y, \alpha') e^{-(x+y)(\alpha'-\alpha)} d\alpha'. \quad (24)$$

Подстановка (24) в (21) приводит к следующему уравнению для определения функции $\varphi(x, \alpha)$:

$$\varphi(x, \alpha) = 1 + \frac{1}{2} \int_a^b A(y) dy \int_a^{\infty} \lambda(\alpha') \varphi(x, \alpha') \varphi(y, \alpha') e^{-(x+y)(\alpha'-\alpha)} d\alpha'. \quad (25)$$

Если функция $\varphi(x, \alpha)$ известна, то по формуле (20) находится функция $L(\tau, \alpha)$, а затем из уравнения (19) — резольвентная функция $\Phi(\tau, \alpha)$.

Приведенные выше результаты при $\lambda = \text{const}$ были получены ранее в работе Соболева (1958б).

Уравнение (25) при $\lambda = \text{const}$ и $K(\tau) = E_1(\tau)$ переходит в уравнение, найденное В. А. Амбарцумяном (1943, 1960).

ДИФФУЗИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Применим приведенные выше результаты к проблеме диффузии излучения в спектральной линии.

Будем считать, что диффузия излучения происходит в полубесконечной атмосфере, состоящей из плоскопараллельных слоев. Обозначим через σ_ν коэффициент поглощения и через ϵ_ν коэффициент излучения в частоте ν внутри спектральной линии. Переходя от ν к безразмерной частоте $u = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$, где ν_0 — центральная частота линии и $\Delta\nu_D$ — доплеровская полуширина, подставим коэффициент поглощения в виде $\sigma_\nu = \sigma_{\nu_0} \gamma(u)$. Оптическую глубину τ в атмосфере будем относить к центру линии. Интенсивность излучения, идущего на оптической глубине τ с частотой u под углом $\arccos \eta$ к нормали к атмосферным слоям, обозначим через $I(\tau, \eta, u)$.

Примем, что фотоны диффундируют с полным перераспределением по частоте при элементарном акте рассеяния (подробнее см. Соболев, 1956а; Иванов, 1969). Тогда коэффициент излучения может быть представлен в виде $\epsilon_\nu = \sigma_{\nu_0} \gamma(u) B(\tau)$ и для функции $B(\tau)$ имеем

$$B(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma(u) du \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, u) d\eta + B^*(\tau), \quad (26)$$

где C — нормировочная постоянная, определенная формулой

$$C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma(u) du = 1, \quad (27)$$

и $\lambda(\tau)$ — вероятность выживания фотона при однократном рассеянии. Входящая в (26) функция $B^*(\tau)$ связана с коэффициентом излучения ϵ_ν^* , обусловленным непосредственно источниками энергии в атмосфере, соотношением $\epsilon_\nu^* = \sigma_{\nu_0} \gamma(u) B^*(\tau)$.

В данном случае интенсивность излучения удовлетворяет уравнению переноса излучения

$$\frac{\eta}{\gamma(u)} \frac{dI(\tau, \eta, u)}{d\tau} = I(\tau, \eta, u) - B(\tau), \quad (28)$$

из которого видно, что она зависит не отдельно от η и u , а от отношения

$$z = \frac{\eta}{\gamma(u)}. \quad (29)$$

Находя величину $I(\tau, \eta, u)$ из уравнения (28) и подставляя ее в соотношение (26), приходим к следующему уравнению для определения функции $B(\tau)$:

$$B(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t) dt + B^*(\tau), \quad (30)$$

где

$$K(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{z}} G(z) \frac{dz}{z}, \quad (31)$$

а

$$G(z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma^2(u) du \quad \text{при } |z| \leq 1 \quad (32)$$

и

$$G(z) = 2C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma^2(u) du \quad \text{при } |z| > 1, \quad (33)$$

причем $x(z)$ находится из условия $\gamma[x(z)] = \frac{1}{|z|}$.

Поскольку уравнение (30) является частным случаем уравнения (1), то для его решения может быть использован метод, изложенный выше. Заметим, что при $\lambda = \text{const}$ уравнение (30) подробно изучено в книге В. В. Иванова (1969).

В звездных атмосферах на диффузию излучения в линии влияет поглощение и излучение в непрерывном спектре. При учете этого влияния для функции источников $B(\tau)$ также получается уравнение типа (1) (см. Соболев, 1956а; Иванов, 1969).

При получении уравнения (30) считалось, что профиль коэффициента поглощения $\gamma(u)$ не меняется с глубиной. На самом деле это из-

менение может быть значительным. Интегральное уравнение для функции $B(\tau)$ в случае, когда величина $\Delta\tau_D$ зависит от τ , получено и исследовано в работе (Нагирнер и Селяков, 1975).

СТЕПЕНЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ

В качестве примера рассмотрим диффузию излучения в изотермической атмосфере, в которой атомы возбуждаются электронным ударом.

Пусть атомы обладают только двумя уровнями энергии, причем переход $1 \rightarrow 2$ происходит при ударах первого рода и при поглощении диффундирующих фотонов, а переход $2 \rightarrow 1$ при спонтанном излучении и при ударах второго рода. Процессами вынужденного излучения будем пренебрегать.

В данном случае, согласно (Иванов, 1969), функция источников представляется в виде

$$B(\tau) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (34)$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света, k — постоянная Больцмана, T — температура газа, а функция $D(\tau)$ определяется уравнением

$$D(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^\infty K(|\tau - t|) D(t) dt + 1 - \lambda(\tau). \quad (35)$$

Входящая в (35) величина $\lambda(\tau)$ равна

$$\lambda(\tau) = \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e C_{21}}, \quad (36)$$

где $n_2 A_{21}$ и $n_2 n_e C_{21}$ — число спонтанных переходов и число ударов второго рода соответственно (n_2 — концентрация возбужденных атомов и n_e — концентрация свободных электронов).

Если функция $D(\tau)$ найдена, то степень возбуждения атомов определяется формулой

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} D(\tau), \quad (37)$$

где g_1 и g_2 — статистические веса энергетических уровней.

Для решения уравнения (35) может быть применен изложенный выше метод. Для этого от уравнения (35) надо перейти к уравнению, в котором величина $\lambda(\tau)$ заменена на $\lambda(\tau + \alpha)$ и функция $D(\tau)$ на $D(\tau, \alpha)$.

Тогда имеем

$$D(\tau, \alpha) = 1 - \lambda(\tau + \alpha) + \int_0^{\infty} [1 - \lambda(\tau' + \alpha)] \Gamma(\tau', \tau, \alpha) d\tau' \quad (38)$$

и, пользуясь уравнением (5), находим

$$\frac{\partial D}{\partial \tau} - \frac{\partial D}{\partial \alpha} = \Phi(\tau, \alpha) D(0, \alpha), \quad (39)$$

где

$$D(0, \alpha) = 1 + \int_0^{\infty} \frac{\lambda(\alpha)}{\lambda(\tau' + \alpha)} \Phi(\tau', \alpha) d\tau' - \lambda(\alpha) \left[1 + \int_0^{\infty} \Phi(\tau', \alpha) d\tau' \right]. \quad (40)$$

Решение уравнения (39) имеет вид

$$D(\tau, \alpha) = \int_0^{\tau} \Phi(\tau', \alpha + \tau - \tau') D(0, \alpha + \tau - \tau') d\tau' + D(0, \alpha + \tau). \quad (41)$$

Таким образом, с помощью формул (40) и (41) искомая функция $D(\tau, \alpha)$ выражается через резольвентную функцию $\Phi(\tau, \alpha)$. Тем самым степень возбуждения атомов определяется для всей совокупности рассматриваемых атмосфер, отличающихся друг от друга значением параметра α . Для исходной атмосферы надо считать $\alpha = 0$.

ПРОФИЛЬ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Знание функции источников $B(\tau, \alpha)$ дает возможность найти интенсивность излучения, выходящего из атмосферы, т. е. величину $I(0, \eta, u, \alpha)$. Из уравнения (28) имеем

$$I(0, \eta, u, \alpha) = \int_0^{\infty} B(\tau, \alpha) e^{-\frac{\gamma(n)}{\eta} \tau} \gamma(u) \frac{d\tau}{\eta}. \quad (42)$$

Применим эту формулу к рассмотренному выше случаю изотермической атмосферы. Переходя от $B(\tau, \alpha)$ к $D(\tau, \alpha)$ и пользуясь обозначением (29), получаем

$$I(0, \eta, u, \nu) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} r(z, \alpha), \quad (43)$$

где

$$r(z, \alpha) = \int_0^{\infty} D(\tau, \alpha) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{d\tau}{z}. \quad (44)$$

С помощью уравнения (39) находим

$$r(z, \alpha) - z \frac{\partial r}{\partial \alpha} = D(0, \alpha) \varphi\left(\frac{1}{z}, \alpha\right), \quad (45)$$

откуда следует

$$r(z, \alpha) = \int_a^{\infty} D(0, \alpha') \varphi\left(\frac{1}{z}, \alpha'\right) e^{-\frac{\alpha-\alpha'}{z}} \frac{d\alpha'}{z}, \quad (46)$$

где функция $\varphi(x, \alpha)$ определена уравнением (25).

Представляет интерес то обстоятельство, что величина $D(0, \alpha)$ может быть выражена через функцию $\varphi(x, \alpha)$. Для получения этого выражения умножим уравнение (11) на $1/\lambda(\tau + \alpha)$ и проинтегрируем по τ от 0 до ∞ . Используя формулу (12) и соотношение

$$\int_0^{\infty} K(\tau) d\tau = 1, \quad (47)$$

находим

$$D(0, \alpha) = 1 - \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_a^b A(y) \varphi(y, \alpha) \frac{dy}{y}. \quad (48)$$

Таким образом, величина $r(z, \alpha)$, определяющая профиль спектральной линии, с помощью формул (46) и (48), выражается непосредственно через функцию $\varphi(x, \alpha)$.

Разумеется, в реальных звездных атмосферах температура возрастает с глубиной и на формирование линии влияет поглощение и излучение в непрерывном спектре. Поэтому формула (46) не может применяться к крыльям линии.

В заключение заметим, что уравнение (25) для функции $\varphi(x, \alpha)$ и уравнение (19) для функции $\Phi(\tau, \alpha)$ могут быть легко решены для случая, когда величина $\lambda(\tau)$ представляется суммой экспонент. Ранее (Соболев, 1975; Соболев и Лоскутов, 1975; Лоскутов и Соболев, 1975) это делалось при рассмотрении диффузии излучения без изменения частоты.

ЛИТЕРАТУРА

- Abhyankar K. D., Fumat A. L.*, 1969, *Astrophys. J.*, **158**, 325, 337.
Abhyankar K. D., Fumat A. L., 1970, *Astrophys. J.*, **159**, 1009, 1019.
Амбарцумян В. А., 1943, *ДАН СССР*, **38**, 8.
Амбарцумян В. А., 1960, *Научные труды, том I, АН Арм. ССР, Ереван.*

- Bellman R. E., Kalaba R. E.*, 1956, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **42**, 629.
- Busbridge I. W.*, 1961, Astrophys. J., **133**, 198.
- Иванов В. В.*, 1969, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, Москва.
- Лоскутов В. М., Соболев В. В.*, 1978, Труды Астрон. обс. ЛГУ, том 35.
- Martin SIAM B. J.*, 1971, J. Appl. Math., **20**, 703.
- Нагирнер Д. И., Селяков К. И.*, 1975, Астрофизика, **11**, 61.
- Соболев В. В.*, 1956а, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, Москва.
- Соболев В. В.*, 1956б, ДАН СССР, **111**, 1000.
- Соболев В. В.*, 1958а, Труды Астрон. обс. ЛГУ, том 18.
- Соболев В. В.*, 1958б, Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, **11**, № 5.
- Соболев В. В.*, 1974, Астрон. ж., **51**, 50.
- Соболев В. В.*, 1975, Астрофизика, **11**, 499.
- Соболев В. В.*, 1976, Астрон. ж., **53**, 681.
- Соболев В. В., Лоскутов В. М.*, 1975, ДАН СССР, **224**, 1293.
- Ueno S.*, 1960, Astrophys. J., **132**, 729.
- Fumat A. L., Kalaba R. E., Zagustin E.*, 1975, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **15**, 259.
- Chamberlain J. W., McElroy M. B.*, 1966, Astrophys. J., **144**, 1148.
- Яновицкий Э. Г.*, 1961, Астрон. ж., **38**, 912.
- Яновицкий Э. Г.*, 1971, Астрон. ж., **48**, 323.
- Яновицкий Э. Г.*, 1978, Астрон. ж., **55**, в печати.

RADIATION DIFFUSION IN THE SPECTRAL LINE OF INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE

V. V. SOBOLEV, E. G. YANOVITSKIJ

Leningrad University, USSR

Main Astronomical Observatory Academy of Sciences of Ukraine, Goloseevo, USSR

The problem of radiation diffusion in the spectral line ranks among the basic problems of theoretical astrophysics. Closely associated with this problem is the theory of the formation of spectra of celestial bodies: stars, nebulae, galaxies, etc. The investigation of radiation diffusion in the spectral line is also essential in determining the populations of the energy levels of the atom.

In the initial stage of the solution of this problem it was assumed that the radiation frequency remains unchanged during the diffusion. Next the tremendous role of radiation frequency redistribution within the line was revealed. An account of this phenomenon led to a complete restatement of the theory of spectra of celestial bodies (See Sobolev, 1956a and Ivanov, 1969).

Dealing with the problem of radiation diffusion the inhomogeneity of the medium must also be taken into account. So far this has been the case in a number of papers (Sobolev, 1956b, 1958a, 1974, 1975; Bellman and Kalaba, 1956; Ueno, 1950; Busbridge, 1951; Yanovitskij, 1951, 1971, 1978; Chamberlain and McElroy, 1966; Abhyankar and Fymat, 1969, 1970; Martin, 1971; Fymat, Kalaba and Zagustin, 1975; Sobolev and Loskutov, 1975; Loskutov and Sobolev, 1978 etc.) for the case of diffusion with a frequency change. However, the case of diffusion with a frequency redistribution in the inhomogeneous medium is so far investigated least of all (Nagirner and Selyakov, 1975; Sobolev, 1976).

The present paper considers the problem of radiation diffusion in the spectral line in the atmosphere, in which the ratio of the scattering coefficient to that of absorption depends on the optical depth. To solve this problem the method suggested earlier by one of the authors (Sobolev, 1958b) for the case of homogeneous atmosphere is used (in the paper published in the journal dedicated to the birth semi-centennial of academician V. A. Ambartsumian).

As it is known the problem of radiation diffusion is reduced to the solution of some integral equations for the source function. At first we shall consider such equations in the general form and next we shall apply the results obtained to the problem of radiation diffusion in the spectral line.

GENERAL THEORY

Most problems of the theory of radiation diffusion (as well as problems of some other branches of mathematical physics) are reduced to the solution of the following integral equation for the function $B(\tau)$:

$$B(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t) dt + g(\tau). \tag{1}$$

Equation (1) for arbitrary nuclear function $K(\tau)$ and $\lambda = \text{const}$ has been considered by Sobolev (1958b). The same equation for the particular cases of the function $K(\tau)$ and the arbitrary dependence of λ on τ has been discussed in papers (Sobolev, 1956, 1958a). Now we shall make use of the methods suggested in those papers for solving equation (1) in the general form.

Instead of a given atmosphere we shall deal with an family of atmospheres, differing from the given one by a rejection the upper layer of the arbitrary optical thickness α . The source function for each of those atmospheres is designated by $B(\tau, \alpha)$. This function is defined by the equation

$$B(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t, \alpha) dt + g(\tau), \tag{2}$$

where τ is the optical depth, calculated from the new boundary of the atmosphere.

Let $\Gamma(\tau', \tau, \alpha)$ be the resolvent function of equation (2), i. e. its solution is presented in the form

$$B(\tau, \alpha) = g(\tau) + \int_0^{\infty} \Gamma(\tau', \tau, \alpha) g(\tau') d\tau', \tag{3}$$

As it is known, the resolvent function is determined by the equation

$$\Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} \Gamma(\tau', t, \alpha) K(|\tau - t|) dt + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} K(|\tau - \tau'|). \quad (4)$$

From (4) we shall readily derive

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial \tau'} + \frac{\partial \Gamma}{\partial \tau} - \frac{\partial \Gamma}{\partial \alpha} = \Gamma(0, \tau, \alpha) \Gamma(\tau', 0, \alpha), \quad (5)$$

from which one can find

$$\Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \Gamma(0, \tau - \tau', \alpha + \tau') + \int_0^{\tau'} \Gamma(t, 0, \alpha + \tau' - t) \Gamma(0, \tau - \tau' + t, \alpha + \tau' - t) dt \quad (6)$$

($\tau' < \tau$),

$$\Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \Gamma(\tau' - \tau, 0, \alpha + \tau) + \int_0^{\tau} \Gamma(\tau' - \tau + t, 0, \alpha + \tau - t) \Gamma(0, t, \alpha + \tau - t) dt \quad (7)$$

($\tau' > \tau$).

Since the resolvent function satisfies the relation

$$\lambda(\tau' + \alpha) \Gamma(\tau', \tau, \alpha) = \lambda(\tau + \alpha) \Gamma(\tau, \tau', \alpha), \quad (8)$$

we have

$$\lambda(\alpha) \Gamma(0, \tau, \alpha) = \lambda(\tau + \alpha) \Gamma(\tau, 0, \alpha). \quad (9)$$

Designating

$$\Gamma(0, \tau, \alpha) = \Phi(\tau, \alpha), \quad (10)$$

from formulas (6), (7), (9) and (10), we see that the resolvent $\Gamma(\tau', \tau, \alpha)$ being the function of three variables, is expressed by the function $\Phi(\tau, \alpha)$, depending only on two variables. Thus a knowledge of the function $\Phi(\tau, \alpha)$ enables us to determine the function $B(\tau, \alpha)$ for the entire family of the atmospheres under consideration at the arbitrary function $g(\tau)$, i. e. for any energy sources in the atmosphere.

To find the function $\Phi(\tau, \alpha)$ we have the equation

$$\Phi(\tau, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) \Phi(t, \alpha) dt + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} K(\tau), \quad (11)$$

derived from (4) when $\tau' = 0$.

Now let us assume that the nuclear function is a superposition of exponents, i. e.

$$K(\tau) = \int_a^b A(y) e^{-\tau y} dy. \tag{12}$$

In this case to determine the resolvent function $\Phi(\tau, \alpha)$ an equation differing from (11) can also be obtained.

Let us introduce the auxiliary equation

$$B(\tau, x, \alpha) = \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} \int_0^\infty K(|\tau - t|) B(t, x, \alpha) dt + \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{4} e^{-\tau x}, \tag{13}$$

from a comparison of which with (11)

$$\Phi(\tau, \alpha) = 2 \int_a^b A(x) B(\tau, x, \alpha) dx. \tag{14}$$

follows.

From the equation (13) we also find

$$\frac{\partial B}{\partial \tau} - \frac{\partial B}{\partial \alpha} = -xB(\tau, x, \alpha) + \frac{\lambda(\alpha)}{4} \Phi(\tau, \alpha) \varphi(x, \alpha), \tag{15}$$

where we have the designation

$$B(0, x, \alpha) = \frac{\lambda(\alpha)}{4} \varphi(x, \alpha). \tag{16}$$

Applying formula (3) to equation (13) assuming that $\tau = 0$ in it and using the formulas (9) and (10), we obtain

$$\varphi(x, \alpha) = 1 + \int_0^\infty \Phi(\tau, \alpha) e^{-\tau x} d\tau. \tag{17}$$

The solution of equation (15) has the form

$$B(\tau, x, \alpha) = B(0, x, \alpha + \tau) e^{-\tau x} + \frac{1}{4} \int_0^\tau \lambda(\alpha + \tau - t) \Phi(t, \alpha + \tau - t) \varphi(x, \alpha + \tau - t) e^{-x(\tau-t)} dt. \tag{18}$$

Substituting (18) in (14) we find

$$\begin{aligned} \Phi(\tau, \alpha) &= \frac{\lambda(\tau + \alpha)}{2} L(\tau, \tau + \alpha) + \\ &+ \frac{1}{2} \int_0^{\tau} \lambda(\alpha + t) \Phi(\tau - t, t + \alpha) L(t, t + \alpha) dt, \end{aligned} \quad (19)$$

where

$$L(\tau, \alpha) = \int_a^b A(x) \varphi(x, \alpha) e^{-x\alpha} dx. \quad (20)$$

To determine function $\varphi(x, \alpha)$ entering in (20) let us substitute (14) in (17). This gives

$$\varphi(x, \alpha) = 1 + 2 \int_a^b A(y) R(x, y, \alpha) dy, \quad (21)$$

where

$$R(x, y, \alpha) = \int_0^{\infty} B(\tau, x, \alpha) e^{-\tau y} d\tau. \quad (22)$$

Multiplying (15) by $e^{-\tau y}$, integrating by τ from 0 to ∞ and considering (16) and (17) we have

$$(x + y) R - \frac{\partial R}{\partial \alpha} = \frac{\lambda(\alpha)}{4} \varphi(x, \alpha) \varphi(y, \alpha). \quad (23)$$

Hence we find

$$R(x, y, \alpha) = \frac{1}{4} \int_a^{\infty} \lambda(\alpha') \varphi(x, \alpha') \varphi(y, \alpha') e^{-(x+y)(\alpha' - \alpha)} d\alpha'. \quad (24)$$

The substitution of (24) in (21) leads to following equation for determining the function $\varphi(x, \alpha)$:

$$\varphi(x, \alpha) = 1 + \frac{1}{2} \int_a^b A(y) dy \int_a^{\infty} \lambda(\alpha') \varphi(x, \alpha') \varphi(y, \alpha') e^{-(x+y)(\alpha' - \alpha)} d\alpha'. \quad (25)$$

If the function $\varphi(x, \alpha)$ is known, then the function $L(\tau, \alpha)$ is found by the formula (20) and next from equation (19) the resolvent function $\Phi(\tau, \alpha)$ is determined.

The above results when $\lambda = \text{const}$ were obtained earlier (Sobolev, 1958b).

Equation (25) when $\lambda = \text{const}$ and $K(\tau) = E_1(\tau)$ transfers to the equation found out by V. A. Ambartsumian (1943, 1960).

RADIATION DIFFUSION IN THE SPECTRAL LINE

Let us apply the above results to the problem of radiation diffusion in the spectral line.

We shall consider that the radiation diffusion takes place in a semi-infinite atmosphere consisting of flat-parallel layers. Let us designate the absorption coefficient by σ_ν and the radiation coefficient by ϵ_ν at the frequency ν within the spectral line. Passing from ν to the dimensionless frequency $u = (\nu - \nu_0)/\Delta\nu_D$ where ν_0 is the central frequency of the line and $\Delta\nu_D$ is the Doppler half-width, let us represent the absorption coefficient in the form $\sigma_\nu = \sigma_{\nu_0}\gamma(u)$. We shall attribute the optical depth τ in the atmosphere to the centre of the line. Let us designate by $I(\tau, \eta, u)$ the intensity of radiation going on in optical depth τ with the frequency u at the angle $\arccos \eta$ to the normal to the atmospheric layers.

Let us assume that the photons diffuse with a complete frequency redistribution during the elementary act of scattering (for details see Sobolev, 1956a; Ivanov, 1969). Then the radiation coefficient can be written in the form $\epsilon_\nu = \sigma_{\nu_0}\gamma(u)B(\tau)$ and for the function $B(\tau)$ we have

$$B(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma(u) du \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, u) d\eta + B^*(\tau), \tag{26}$$

where C is the normalization constant, defined by the formula

$$C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma(u) du = 1, \tag{27}$$

and $\lambda(\tau)$ is the probability of photon survival during a single act of scattering. The function $B^*(\tau)$ entering in (26) is connected with the radiation coefficient ϵ_ν^* , due directly to the energy sources in the atmosphere, by the relation $\epsilon_\nu^* = \sigma_{\nu_0}\gamma(u)B^*(\tau)$.

In the given case the radiation intensity satisfies the equation of radiation transfer

$$\frac{\eta}{\gamma(u)} \frac{dI(\tau, \eta, u)}{d\tau} = I(\tau, \eta, u) - B(\tau), \tag{28}$$

from which it is evident that it depends not separately on η and u , but on the ratio

$$z = \frac{\eta}{\gamma(u)}. \quad (29)$$

Finding out the value $I(\tau, \eta, u)$ from equation (28) and substituting it in relation (26), we come to the following equation for determining the function

$$B(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^{\infty} K(|\tau - t|) B(t) dt + B^*(\tau), \quad (30)$$

where

$$K(\tau) = \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau}{z}} G(z) \frac{dz}{z}, \quad (31)$$

while

$$G(z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma^2(u) du, \quad \text{when } |z| \leq 1 \quad (32)$$

and

$$G(z) = 2C \int_{-x(z)}^{+\infty} \gamma^2(u) du, \quad \text{when } |z| > 1 \quad (33)$$

in which $x(z)$ is found from the condition $\gamma[x(z)] = |z|^{-1}$

Since the equation (30) is a particular case of equation (1), the above method can be used for its solution. It should be noted that when $\lambda = \text{const}$, equation (30) is studied in detail in V. V. Ivanov's volume (1969).

Absorption and radiation in the continuous spectrum influence radiation diffusion in the line in stellar atmospheres. When this influence is taken into account, an equation of the (1) type is obtained also for the source function $B(\tau)$ (See Sobolev, 1956a; Ivanov, 1969).

When obtaining equation (30) it was considered that the profile of the absorption coefficient $\gamma(u)$ does not vary with the depth. In reality this change can be considerable. The integral equation for the function $B(\tau)$ in the case when the quantity $\Delta\nu_D$ depends on τ , is obtained and investigated by Nagirner and Selyakov (1975).

EXCITATION DEGREE OF ATOMS

As an illustration let us consider the radiation diffusion in the isothermal atmosphere in which the atoms are excited by electron impact.

Let the atoms possess but two energy levels, when the transition $1 \rightarrow 2$ occurs by collisions of the first type and also by the absorption of diffusing photons, while transition $2 \rightarrow 1$ takes place by a spontaneous radiation and by collisions of the second type. We shall ignore the processes of induced radiation.

In the given case, according to Ivanov (1969), the function of the sources is written in the form

$$B(\tau) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} D(\tau), \quad (34)$$

where h is Planck's constant, c is the velocity of light, k is Boltzman's constant, T is the gas temperature, while the function $D(\tau)$ is determined by the equation

$$D(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_0^\infty K(|\tau - t|) D(t) dt + 1 - \lambda(\tau). \quad (35)$$

The quantity $\lambda(\tau)$ included in (35) is equal to

$$\lambda(\tau) = \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e C_{21}}, \quad (36)$$

where $n_2 A_{21}$ and $n_2 n_e C_{21}$ are numbers of spontaneous transitions and collisions of the second type respectively. (n_2 is the concentration of excited atoms and n_e is the concentration of free electrons).

If the function $D(\tau)$ is found, the excitation degree of atoms is determined by the formula

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} D(\tau), \quad (37)$$

where g_1 and g_2 are the statistical weights of the energy levels.

The above method can be applied for the solution of equation (35). To this end we must pass from equation (35) to the one in which the quantity $\lambda(\tau)$ is replaced by $\lambda(\tau + \alpha)$ and the function $D(\tau)$ by $D(\tau, \alpha)$. Then we have,

$$D(\tau, \alpha) = 1 - \lambda(\tau + \alpha) + \int_0^{\infty} [1 - \lambda(\tau' + \alpha)] \Gamma(\tau', \tau, \alpha) d\tau' \quad (38)$$

and making use of equation (5) we find

$$\frac{\partial D}{\partial \tau} - \frac{\partial D}{\partial \alpha} = \Phi(\tau, \alpha) D(0, \alpha), \quad (39)$$

where

$$D(0, \alpha) = 1 + \int_0^{\infty} \frac{\lambda(\alpha)}{\lambda(\tau' + \alpha)} \Phi(\tau', \alpha) d\tau' - \lambda(\alpha) \left[1 + \int_0^{\infty} \Phi(\tau', \alpha) d\tau' \right]. \quad (40)$$

The solution of equation (39) has the form

$$D(\tau, \alpha) = \int_0^{\tau} \Phi(\tau', \alpha + \tau - \tau') D(0, \alpha + \tau - \tau') d\tau' + D(0, \alpha + \tau). \quad (41)$$

Thus by means of formulas (40) and (41) the unknown function $D(\tau, \alpha)$ is expressed through the resolvent function $\Phi(\tau, \alpha)$. In this way, the excitation degree of atoms is determined for the family of atmospheres under discussion, differing from each other by the value of the parameter α . We must consider $\alpha = 0$ for the initial atmosphere.

PROFILE OF SPECTRAL LINE

If we are aware of the source function $B(\tau, \alpha)$ we can find the radiation intensity emerging from the atmosphere, i. e. quantity $I(0, \eta, u, \alpha)$. From equation (28) we have

$$I(0, \eta, u, \alpha) = \int_0^{\infty} B(\tau, \alpha) e^{-\frac{\gamma(u)}{\eta} \tau} \gamma(u) \frac{d\tau}{\eta}. \quad (42)$$

Let us apply this formula to the above-considered case of the isothermic atmosphere. Passing through $B(\tau, \alpha)$ to $D(\tau, \alpha)$ and making use of designation (29) we obtain

$$I(0, \eta, u, \alpha) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT}} r(z, \alpha), \quad (43)$$

where

$$r(z, \alpha) = \int_0^{\infty} D(\tau, \alpha) e^{-\frac{\tau}{z}} \frac{d\tau}{z}. \quad (44)$$

By means of equation (39) we find

$$r(z, \alpha) - z \frac{\partial r}{\partial \alpha} = D(0, \alpha) \varphi\left(\frac{1}{z}, \alpha\right), \tag{45}$$

from which it follows

$$r(z, \alpha) = \int_a^\infty D(0, \alpha') \varphi\left(\frac{1}{z}, \alpha'\right) e^{-\frac{\alpha' - \alpha}{z}} \frac{d\alpha'}{z}, \tag{46}$$

where the function $\varphi(x, \alpha)$ is determined by equation (25).

It is interesting to note that the quantity $D(0, \alpha)$, can be expressed through the function $\varphi(x, \alpha)$. To obtain this expression let us multiply equation (11) by $1/\lambda(\tau + \alpha)$ and integrate by τ from 0 to ∞ . Using formula (12) and the relation

$$\int_0^\infty K(\tau) d\tau = 1, \tag{47}$$

we find

$$D(0, \alpha) = 1 - \frac{\lambda(\alpha)}{2} \int_a^b A(y) \varphi(y, \alpha) \frac{dy}{y}. \tag{48}$$

Thus the quantity $r(z, \alpha)$ determining the profile of the spectral line, by means of formulas (46) and (48), is directly expressed through the function $\varphi(x, \alpha)$.

It stands to reason that in real stellar atmospheres the temperature increases with the depth and absorption and radiation in the continuous spectrum influences the formation of line. Therefore formula (46) cannot be applied to the wings of the line.

In conclusion we should like to note that equation (25) for the function $\varphi(x, \alpha)$ and equation (19) for the function $\Phi(\tau, \alpha)$ can be easily solved for the case when quantity $\lambda(\tau)$ is presented by the sum of the exponent. Earlier (Sobolev, 1975; Sobolev and Loskutov, 1975; Loskutov and Sobolev, 1978) this was done when the radiation diffusion without a frequency change was considered.

REFERENCES

Abhyankar K. D., Fymat A. L., 1969, *Astrophys. J.*, **158**, 325, 337.
 Abhyankar K. D., Fymat A. L., 1970, *Astrophys. J.*, **159**, 1009, 1019.
 Ambartsumian V. A., 1943, *Comptes Rendus Acad. Sci. USSR*, **38**. No. 8.

- Ambartsumian V. A.*, 1960, Scientific Papers, Vol. 1, Acad. Sci. Arm. SSR, Yerevan (in Russian).
- Bellman R. E., Kalaba R. E.*, 1956, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, **42**, 629.
- Busbridge I. W.*, 1961, Astrophys. J., **133**, 198.
- Chamberlain J. W., McElroy M. B.*, 1966, Astrophys. J., **144**, 1148.
- Fymat A. L., Kalaba R. E., Zagustin E.*, 1975, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **15**, 259.
- Ivanov V. V.*, 1969, *Radiation Transfer and the Spectra of Celestial Bodies*, Nauka, Moscow (in Russian).
- Loskutov V. M., Sobolev V. V.*, 1978, Trudi Astron. Obs. Leningrad Univ., **35**.
- Martin SIAM B. J.*, 1971, J. Appl. Math., **20**, 703.
- Nagirner D. I., Selyakov K. I.*, 1975, Astrofizika, **11**, 61.
- Sobolev V. V.*, 1956a, *Transfer of Radiation Energy in the Atmospheres of Stars and Planets*. Gostechizdat, Moscow.
- Sobolev V. V.*, 1956b, Comptes Rendus Acad. Sci. USSR, **111**, 1000.
- Sobolev V. V.*, 1958a, Trudi Astron. Obs. Leningrad. Univ., **18**.
- Sobolev V. V.*, 1958b, Izv. Acad. Sci. Arm. SSR, Series Phys. Math. Sci., **11**, No. 5.
- Sobolev V. V.*, 1974, Astron. Zh., **51**, 50.
- Sobolev V. V.*, 1975, Astrofizika, **11**, 499.
- Sobolev V. V.*, 1976, Astron. Zh., **53**, 681.
- Sobolev V. V., Loskutov V. M.*, 1975, Comptes Rendus Acad. Sci. USSR, **224**, 1293.
- Ueno S.*, 1960, Astrophys. J., **132**, 729.
- Yanovitskij E. G.*, 1961, Astron. Zh., **38**, 912.
- Yanovitskij E. G.*, 1971, Astron. Zh., **48**, 323.
- Yanovitskij E. G.*, 1978, Astron. Zh., **55**, in press.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА

Г. М. ТОВМАСЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академия наук Армянской ССР, СССР

1. *Введение.* Открытие радиогалактик в начале пятидесятых годов привело В. А. Амбарцумяна к открытию явления активности ядер галактик (Амбарцумян, 1956, 1958, 1961). Выяснилось, что в ядрах радиогалактик происходят мощные процессы, при которых из ядер извергается огромное количество вещества, со скоростями, близкими к скорости света, в противоположных направлениях выбрасываются облака релятивистских электронов, обуславливающих мощное нетепловое радиоизлучение галактик. Открытие квазаров, последовавшее приблизительно через десять лет после открытия радиогалактик, показало, что аналогичные, однако много более мощные активные процессы происходят и в квазарах. Энергия радиоизлучения квазаров, как известно, на два-три порядка превышает энергию радиоизлучения радиогалактик.

Возникал вопрос, а не происходят ли аналогичные активные процессы и в обычных, нормальных с точки зрения наличия радиоизлучения галактиках, менее мощные, однако, из-за чего такие галактики с очевидностью не выделялись среди других галактик как радиогалактики.

Работы Амбарцумяна (1956, 1958, 1961) стимулировали поиск признаков активных явлений в обычных галактиках, не обладающих мощным радиоизлучением. Вскоре Маркарян (1963) опубликовал небольшой список достаточно ярких галактик, у которых было замечено несоответствие между их спектром и цветом: цвет у них был несколько более голубой, чем это следовало из их спектров. Анализируя причины такого несоответствия, Маркарян (1963) пришел к выводу, что более голубой цвет этих галактик должен быть обусловлен наличием в их ядрах излучения нетепловой природы. В 1965 г. автор этих строк на парковском радиотелескопе (Австралия) выполнил радионаблюдения 18 галактик из списка галактик с аномальными для своих спектров цветами (Маркарян, 1963). Радиоизлучение с плотностью потока, превышающей 0.1 янский (10^{-26} *ватт м⁻² гц⁻¹*) на частоте 1410 *Мгц* было обнару-

жено у 14 галактик, т. е. приблизительно у 80% исследованных галактик (Товмасян, 1966а), тогда как радиоизлучение с тем же предельным потоком было обнаружено только у 20% других галактик тех же видимых величин, наблюдавшихся тем же радиотелескопом (Товмасян, 1966б, 1968). Спектр радиоизлучения был нетепловой. Тем самым подтверждалось наличие излучения нетепловой природы в ядрах исследованных галактик.

Затем в Бюракане по наблюдениям на 40" телескопе системы Шмидта в сочетании с объективными призмами были предприняты поиски более слабых галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением. Первый список, содержащий 70 таких галактик, был опубликован в 1967 г. (Маркарян, 1967). Детальное спектральное исследование этих галактик было предпринято Хачикяном и Видманом (Хачикян, 1968; Хачикян и Видман, 1968, 1969; Видман, 1970). Их наблюдения показали, что в спектрах почти всех галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением, названных галактиками Маркаряна, имеются эмиссионные линии. Наиболее же важным результатом наблюдений Хачикяна и Видмана было обнаружение среди галактик Маркаряна нескольких новых галактик сейфертовского типа. Наблюдения Хачикяна и Видмана в значительной степени повысили интерес к галактикам с избыточным ультрафиолетовым излучением и их начали исследовать повсеместно. Тем временем в Бюракане продолжался обзор неба по поиску галактик с ультрафиолетовым избытком и публиковались новые списки. К настоящему времени уже опубликовано 11 списков галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением, содержащих 1095 объектов (Маркарян, 1969а, 1969б; Маркарян и Липовецкий, 1971, 1972, 1973, 1974, 1976а, 1976б; Маркарян, Липовецкий и Степанян, 1977а, 1977б). Спектральные исследования большого количества галактик Маркаряна подтвердили выводы Хачикяна и Видмана, сделанные на основе наблюдений всего около 30 галактик: 10% галактик Маркаряна обладают свойствами сейфертовских галактик.

Поскольку у 80% галактик с аномальными для своих спектральных классов цветами было обнаружено радиоизлучение, то можно было ожидать, что и галактики Маркаряна, обнаруживаемые по наличию сильного ультрафиолетового континуума и имеющие, по-видимому, аналогичную природу, также должны обладать заметным радиоизлучением.

2. Зависимость радиоизлучения галактик Маркаряна от их морфологических и спектральных особенностей. Радионаблюдения галактик Маркаряна первых пяти списков были выполнены Шрамеком и Товмасяном (1975) на длине волны 6 см с помощью 92-м радиотелескопа Национальной радиоастрономической обсерватории США в Грин Бенке.

Предельный поток на длине волны 6 см на этом радиотелескопе был равен 30мЯн. При допущении, что спектральный индекс исследуемых радиоисточников равен, как у большинства радиоисточников, — 0.7, с помощью этого телескопа можно было наблюдать на пределе те же радиоисточники, что и при наблюдениях на частоте 1410 Мгц с помощью парковского радиотелескопа (Товмасын, 1966а). Из 506 наблюдаемых объектов радиоизлучение с предельным потоком в 30мЯн было обнаружено всего у 28 объектов, т. е. менее чем у 6% исследуемых объектов. Расхождение по сравнению с результатами работы (Товмасын, 1966а) объясняется, очевидно, тем, что объекты из списков Маркаряна находятся в среднем много дальше галактик с аномальными для своего спектрального класса цветами из списка Маркаряна (1963) — видимые фотографические звездные величины наблюдаемых Товмасыном (1966а) галактик из списка Маркаряна (1963) находятся в пределах от $10^m.3$ до 14^m , тогда как большинство галактик Маркаряна имеют видимые звездные величины в пределах от $10^m.5$ до 17^m .

Если относительное количество галактик с радиоизлучением среди всех галактик Маркаряна оказалось по результатам работы Шрамека и Товмасына (1975) невысоким, то относительное количество радиоизлучающих галактик оказалось достаточно высоким среди тех из них, которые имели признаки сейфертовских галактик: 7 из 51 или около 14%, и более высоким в случае галактик типа Sy II, у которых в непрерывном оптическом спектре относительно сильна красная часть (Маркарян, 1973, 1977). По данным Шрамека и Товмасына (1975) среди галактик Маркаряна типа Sy II радиоизлучением обладают 7 из 17 или более 40%, в то время как ни от одной из 34 галактик типа Sy I, с относительно более сильной ультрафиолетовой частью непрерывного спектра, радиоизлучение обнаружено от 6% галактик Маркаряна, т. е. столько и Товмасыном (1975), этот результат не подвержен эффекту избирательности расстояний галактик.

Радионаблюдения галактик Маркаряна из 6-го списка (Маркарян и Липовецкий, 1973) были выполнены Сулентиком на частоте 2700 Мгц на 92-м радиотелескопе НРАО в Грин Бенке (Сулентик, 1976). Сулентик сообщает об обнаружении радиоизлучения с плотностью потока выше 50мЯн от 8 из 97 объектов этого списка. Однако, как показано Коджояном, Товмасыном, Дикинсоном и Дингер (1978), отождествления в случае галактик Маркарян 510 и Маркарян 564 являются ошибочными, так что реальное число отождествлений равно 6. Следовательно, радиоизлучение обнаружено не было. Причем, как отмечено Шрамеком же, сколько и в случае галактик первых пяти списков. Такое сопоставление справедливо, поскольку при допущении, что спектральный индекс радиоисточников равен в среднем — 0.7, предел обнаружения в 50мЯн

на частоте 2700 *Мгц* в работе Сулентика (1976) соответствует пределу обнаружения в 30*мЯн* на частоте 5000 *Мгц* в работе Шрамека и Товмасына (1975). Среди галактик 6-го списка к настоящему времени уверенно обнаружено 7 объектов сейфертовского типа (Маркарян, 1973 и личное сообщение Э. К. Денисюка). Из них радиоизлучение обнаружено у одного объекта, у галактики Маркарян 533. Это составляет 14%, т. е. процент радиоизлучающих галактик сейфертовского типа здесь такой же, как и в случае таких же галактик первых пяти списков, хотя и обнаружена всего одна радиоизлучающая галактика. К сожалению, пока нет никаких колориметрических данных ни об этой, ни о других сейфертовских галактиках 6-го списка.

Исследование радиоизлучения 39 галактик Маркаряна с сейфертовскими характеристиками (без учета Маркарян 64 и Маркарян 106, являющихся типичными QSO), было выполнено де Бройном и Вилсоном (1976) с намного большей чувствительностью на частоте 1415 *Мгц* с использованием вестерборкского радиотелескопа. Радиоизлучение с потоком, превышающим 4*мЯн*, ими было обнаружено от 21 галактики. Радиоизлучение было зарегистрировано от 13 из 16 галактик типа Sy II, т. е. от более чем 80% таких галактик, и всего от 8 из 23 галактик типа Sy I, т. е. от 35% из них. Полученные де Бройном и Вилсоном результаты также находятся в хорошем согласии с результатами работы Шрамека и Товмасына (1975). Действительно, при пересчете на частоту 5000 *Мгц* (опять, как и ранее, принимая спектральный индекс радиоисточников равным — 0.7) и учитывая чувствительность радиотелескопа на этой частоте из списка 21 галактики с обнаруженным на 1415 *Мгц* радиоизлучением на частоте 5000 *Мгц* было бы обнаружено всего 5 радиоисточников, причем все — типа Sy II. Следовательно, процент радиоизлучающих галактик из этой выборки был равен 13 среди всех 39 сейфертовских галактик и 31 при рассмотрении только галактик типа Sy II.

Сходные результаты были получены и Бигингом и др. (1977), выполнившими наблюдения ряда галактик Маркаряна из первых пяти списков на частоте 1410 *Мгц* на 305-м радиотелескопе в Арисибо и на частоте 2700 *Мгц* на 100-м радиотелескопе в Эффельсберге.

Согласно результатам де Бройна и Вилсона (1976), галактики типа Sy II обладают большей радиосветимостью, чем галактики типа Sy I. Так, радиосветимости галактик типа Sy II заключены в пределах от 0.39×10^{22} до 126×10^{22} *ватт гц*⁻¹ со средним значением в 31.2×10^{22} *ватт гц*⁻¹, в то время как среднее значение радиосветимости галактик типа Sy I равно 8.8×10^{22} *ватт гц*⁻¹ с минимальным и максимальным значениями в 3.7×10^{22} и 17×10^{22} *ватт гц*⁻¹ соответственно. Радиосветимости рассчитаны при постоянной Хаббла, равной 55 *км/сек Мпс*.

Следует отметить также, что среднее значение верхнего предела радиосветимости для галактик типа Sy I без обнаруженного радиоизлучения составляет всего 3.1×10^{22} *ватт гц*⁻¹. Итак, сейфертовские галактики с относительно более сильной красной частью непрерывного спектра (среднее значение $B-V = +0.93$ и $U-B = +0.10$, Маркарян, 1977), являются заметно более сильными радиоизлучателями, чем сейфертовские галактики с относительно сильным ультрафиолетовым континуумом (среднее $B-V = +0.60$ и $U-B = -0.55$, Маркарян, 1977). Вспомним также, что галактики типов Sy I и Sy II отличаются также своей компактностью и спектром. Большинство галактик типа Sy I весьма компактные галактики типа «s» по Маркаряну (1973, 1977). Вместе с тем почти у всех из них в спектрах наблюдаются широкие водородные и узкие запрещенные эмиссионные линии, т. е. они принадлежат к типу Sy I по Видману (1970) и Хачикяну и Видману (1971). С другой стороны, галактики типа Sy II это в основном слабо конденсированные, диффузные объекты типа «d» по Маркаряну (1973, 1977). Кроме того, в их спектрах широки как водородные, так и запрещенные эмиссионные линии (тип Sy 2 по Видману, 1970 и Хачикяну и Видману, 1971).

Учитывая перечисленные различия в морфологии, спектре и радиоизлучательных свойствах галактик сейфертовского типа, в работе Шрамека и Товмасына (1975) было сделано предположение, что, возможно, галактики типа Sy I находятся на более ранней стадии своего развития по сравнению с галактиками типа Sy II. Ядра первых более компактны и у них более слабое радиоизлучение из-за самопоглощения. Как было показано недавно Коджояном и др. (1978), поглощение на низких частотах в случае галактики Маркарян 668 (OQ 208) обусловлено очень плотным облаком ионизованного газа, в которое погружено ядро галактики.

Процент радиоизлучающих галактик, согласно Шрамеку и Товмасыну (1975), оказался сравнительно высоким ($\sim 15\%$) и среди объектов без эмиссионных линий в спектрах, напоминающих объекты типа VL Lac. В этой работе высказано предположение, что галактики Маркаряна и без эмиссионных линий родственны сейфертовским галактикам и в их спектрах эмиссионные линии не наблюдаются из-за их очень большой ширины.

Большинство остальных галактик Маркаряна с радиоизлучением являются двойными, или имеют выбросы или струи, или же обладают какой-либо пекулярностью (Шрадек и Товмасын, 1975). Возможно, что такие галактики давно претерпели сейфертовскую стадию активности и наблюдаемые сейчас струи, выбросы и другие пекулярности этих галактик являются результатом бывшей активности их ядер.

Как показали спектральные исследования (смотри сводку соответствующих данных у Хачикяна и Саакян, 1975) среди объектов Маркаряна с сильными эмиссионными линиями в спектрах встречаются объекты, имеющие сравнительно невысокую светимость. По определению Хачикяна и Саакян (1975), такие объекты являются сверхассоциациями, либо расположенными в пределах или на периферии больших по размерам галактик, либо же встречающимися в пространстве изолированно. Если в таких объектах нет активных ядер, то их радиоизлучение должно быть обусловлено только излучением ионизованного водорода, т. е. должно иметь тепловую природу, и потому может быть достаточно слабым и недоступным для обнаружения примененными до сих пор средствами.

Исходя из изложенных соображений, в работе Шрамека и Товмасяна (1975) было заключено, что источником радиоизлучения является не объект Маркарян 404, являющийся, очевидно, сверхассоциацией в галактике NGC 2964, а ядро этой галактики, расположенной от Маркарян 404 на расстоянии всего в $1'$. Это заключение подтверждается более точным определением прямого восхождения радиоисточника B2 0939+32В в работе Колла и др. (1970), совпадающим с прямым восхождением центра галактики NGC 2964.

Среди объектов Маркаряна с обнаруженным радиоизлучением находятся и галактики Маркарян 171, 201 и 297, включенные Хачикяном и Саакян (1975) в список возможных сверхассоциаций. Однако, как следует из их радиоспектров (Коджоян и др., 1976; Сулентик, 1976), радиоизлучение указанных трех объектов несомненно имеет нетепловую природу. А такое радиоизлучение присуще ядрам галактик, находящимся в активной фазе своего развития. Следовательно, объекты Маркарян 171, 201 и 297 не могут быть причислены к сверхассоциациям. Кстати, галактики Маркарян 171 и 297 включены в Атлас пекулярных галактик Арпа (1970) под номерами 299 и 209 соответственно.

Таким образом, радиоизлучение пока не удалось наблюдать ни от одного объекта Маркаряна, с уверенностью причисляемого к сверхассоциациям.

3. Радиоспектр галактик Маркаряна. Интересные результаты были получены при исследовании радиоспектров галактик Маркаряна, выполненных Коджояном и др. (1976), Сулентиком (1976) и де Бройном и Вилсоном (1976). В работе Коджояна и др. (1976) отмечается, что за исключением галактики Маркарян 348, у всех остальных галактик сейфертовского типа наблюдается прямолинейный степенной спектр со средним спектральным индексом, равным — 0.82. Это значение хорошо совпадает со средним значением (— 0.80) спектрального индекса пяти

классических галактик Сейферта, определенного де Бройном и Вилисом (1974).

Отождествление радиоисточника 1353+18 кулгурского обзора (Сли и Хиггинс, 1975), выполненного на частоте 80 *Мгц*, с сейфертовской галактикой Маркарян 463 (личное сообщение Р. А. Кандаляна), показывает, что прямолинейный радиоспектр этой галактики со спектральным индексом, равным — 0.95, простирается в огромном диапазоне частот от 80 *Мгц* до 10.7 *Ггц*.

Исключением среди сейфертовских галактик является галактика Маркарян 348, которая имеет достаточно плоский спектр в интервале частот от 2.7 до 15.5 *Ггц* и радиоизлучение которой, к тому же, переменное. Кроме того, имеются указания (Коджоян и др., 1976) на то, что спектр галактики Маркарян 3 претерпевает завал у частоты 1 *Ггц*.

Весьма примечательным спектром обладают радиоисточники, отождествляемые с объектами типа BL Lac—спектр всех четырех таких объектов с обнаруженным радиоизлучением, Маркарян 11, 180, 421 и 501, является достаточно плоским (Коджоян и др., 1976). В области частот от 2.7 до 10.5 *Ггц* спектральный индекс α объекта Маркарян 11 равен — 0.22, а у объекта Маркарян 180 спектр еще более плоский, $\alpha = -0.11$. Спектр объекта Маркарян 501 был рассмотрен в интервале от 178 *Мгц* до 15.5 *Ггц* (Коджоян и др., 1976). Спектральный индекс низкочастотной области спектра вплоть до 10.5 *Ггц* оказался равным всего — 0.08. Спектральный индекс объекта Маркарян 421 в участке между 408 *Мгц* и 10.5 *Ггц* равен — 0.22. В области частот выше 10 *Ггц* в спектре объекта Маркарян 180 намечается подъем, в спектрах же двух других объектов, Маркарян 421 и 501, намечается спад. Этот спад подтверждается наблюдениями на частоте 93 *Ггц*, выполненными Джойсом и Саймоном (1976).

Другие галактики Маркаряна с обнаруженным радиоизлучением, не попадающие ни в группу галактик типа Сейферта, ни в группу объектов типа BL Lac, имеют обычные для внегалактических радиоисточников нетепловые спектры.

Упомянутые выше наблюдения Джойса и Саймона (1976) простираются и в область инфракрасных волн. Вместе с наблюдениями Рике и Лоу (1975) и Нойгебауэра и др. (1976) они указывают на резкий подъем мощности излучения галактик Маркарян 3, 171 и 231 на длинах волн, превышающих 435 *мкм*. Такой же подъем намечается и у объектов Маркарян 348 и 421. У объектов же Маркарян 11 и 501 подобного роста мощности излучения в длинноволновой инфракрасной области спектра не наблюдается. У этих двух объектов заметен определенный максимум излучения в ближней инфракрасной области на длинах волн от 1 до 2 *мкм*. Кстати, вторичный, небольшой максимум излучения

в этой области, более или менее выраженный, имеется и у объектов Маркарян 3, 171, 231, 348 и 421, инфракрасный спектр которых приведен в работе (Джойс и Саймон, 1976).

4. *Распределение радиояркости галактик Маркаряна.* Исследование распределения радиояркости ряда галактик Маркаряна было выполнено на радиоинтерферометре НРАО в Грин Бенке (Шрадек и Товмасын, 1974а, 1976) на частотах 2.7 и 8.1 Гц и на вестерборкском радиотелескопе на частоте 1.4 Гц (де Бройн и Вилсон, 1976). Оба радиотелескопа работают по методу апертурного синтеза. Результирующая диаграмма направленности интерферометра НРАО была равна 9" на 2.7 Гц и 3" на 8.1 Гц, а вестерборкского радиотелескопа $25'' \times 25'' \cos \epsilon$.

Размеры большинства радиисточников, отождествляемых с галактиками Маркаряна, оказались ниже предела углового разрешения наблюдений де Бройна и Вилсона (1976). По этим наблюдениям удалось определить размеры только нескольких радиисточников. Те же радиисточники, за исключением объектов Маркарян 78, 201 и 237, имеющих размеры в 60, 9 и 30" соответственно, наблюдались с большим разрешением в работах Шрадека и Товмасына (1974а, 1976). Все наблюдавшиеся галактики сейфертовского типа, Маркарян 1, 3, 231, 273 и 348, за исключением галактики Маркарян 6, оказались неразрешенными. Размеры радиисточников в них меньше 1". В случае галактики Маркарян 6 наряду с ядерным источником с размерами меньше 0.3 был обнаружен протяженный радиисточник с размерами около 40" на частоте 2.7 Гц, центр которого находится на расстоянии около 2" от ядра галактики. Учитывая расстояние галактики Маркарян 6, смещение протяженного источника относительно центра галактики оказывается равным 750 пс, а его протяженность — около 10 кпс. По своей радиоструктуре галактика Маркарян 6 не отличается от хорошо известных галактик Сейферта NGC 1275, 3C 120 и NGC 1068, которые также имеют компактную ядерную компоненту и протяженную составляющую.

Судя по спектру, и в другой галактике сейфертовского типа, Маркарян 463, наряду с ядерным радиисточником имеется и протяженный компонент радиоизлучения (де Бройн и Виллис, 1974).

Таким образом, по своей радиоструктуре сейфертовские галактики, обнаруженные среди галактик Маркаряна, не отличаются от классических галактик Сейферта, распределение радиояркости которых исследовано (де Бройн и Виллис, 1974; Вейд, 1968; Райл и Виндрам, 1968).

Размеры радиисточника оказались меньше разрешимого, т. е. < 0.3 , и в случае объекта Маркарян 501, сходного по своему оптическому спектру с объектами типа BL Lac, которые, как известно (Шаффер и др., 1975), содержат радиисточники весьма малых размеров. Как

указывают интерферометрические наблюдения (см. Коджоян и др., 1976), объект Маркарян 180 состоит, по-видимому, из двух компонент — компактной и протяженной.

Сложная структура была обнаружена в случае галактики Маркарян 171 (Шрадек и Товмасын, 1976), являющейся двойной галактикой. Здесь четко наблюдаются две компоненты с размерами меньше $1''$, расположенными на расстоянии около $30''$ друг от друга. По положению они совпадают с наиболее яркими областями двойной галактики, причем эти наиболее яркие области, возможно, ядра обеих галактик, не находятся в их центрах. Радиоспектр восточного компонента сравнительно плоский, тогда как радиоспектр западного компонента весьма крутой. Исследование спектра этого объекта (Коджоян и др., 1976) указывало на наличие третьего компонента, размеры которого должны быть равны или превышать $1'$, поскольку этот компонент не наблюдался при интерферометрических наблюдениях (Шрадек и Товмасын, 1976). Наблюдения, выполненные с меньшим угловым разрешением, подтвердили это предположение (де Бройн и Вилсон, 1976). Согласно де Бройну и Вилсону (1976), общая протяженность радиоисточника в Маркарян 171 составляет около $1'$. При этом значение потока на частоте 1415 Мгц от всего источника (680 мЯн) хорошо ложится на спектр (см. Коджоян и др., 1976), определяемый суммарным потоком от Маркарян 171.

Протяженным оказался и радиоисточник, отождествляемый с галактикой Маркарян 297. Размеры источника равны $16'' \times 26''$ (Шрадек и Товмасын, 1976).

Таким образом, исследование распределения радиояркости галактик Маркаряна показало, что все галактики, имеющие сейфертовские характеристики, содержат компактные радиоисточники очень малых угловых размеров. В некоторых случаях наряду с компактным радиоисточником присутствует и протяженный компонент. Ниже предела обнаружения оказались и размеры компактных радиоисточников в объектах типа BL Lac. Размеры же радиоисточников в галактиках, не причисляемых ни к сейфертовским, ни к объектам типа BL Lac, оказались довольно большими.

5. *Переменность радиоизлучения галактик Маркаряна.* Переменность радиоизлучения среди галактик Маркаряна пока что уверенно наблюдалась только в случае сейфертовской галактики Маркарян 348 (Шрадек и Товмасын, 1974б). За время с июля 1972 г. по июль 1973 г. поток на длине волны 6 см от этой галактики уменьшился с 681 до 462 мЯн , а на длине волны 3.7 см — с 621 до 342 мЯн . За тот же период в пределах ошибок измерений (12 мЯн) поток на 11 см оставался неизменным и равным около 430 мЯн . Наблюдения Сулентика (1976), вы-

полненные позже, показывают, что уменьшение потока стало заметным и на 11 см — в 1974 г. поток стал равным 318 мЯн. Продолжалось уменьшение потока и на длине волны 6 см. В конце 1974 г. поток здесь стал равным 214 мЯн.

Обсуждение имеющихся наблюдательных данных относительно галактики Маркарян 538 (NGC 7714), являющейся компонентом пары взаимодействующих галактик NGC 7714—7715 или VV 51 (Воронцов-Вельяминов, 1959), позволило Коджояну и Товмасыну (1978) заключить, что радиоизлучение от объекта Маркарян 538, а также от NGC 7715 является, возможно, переменным.

Переменное радиоизлучение может ожидать от объектов Маркаряна, сходных с объектами типа BL Lac. Во-первых, у них плоский радиоспектр, который характерен для переменных радиоисточников, и во-вторых, переменным радиоизлучением обладают, как известно, многие из объектов типа BL Lac. К сожалению, однако, регулярных наблюдений с целью поиска переменности радиоизлучения этих объектов проведено не было. По данным же работ (Шрамак и Товмасын, 1975; Сулентик, 1976) нет определенного указания на переменность их радиоизлучения.

6. *Заключение.* Наличие ультрафиолетового избытка у галактик Маркаряна, на основе чего и делается их отбор, говорит, очевидно, о том, что в их ядрах протекают активные процессы, обуславливающие их нетепловое излучение. О протекании бурных, нестационарных процессов в ряде галактик Маркаряна свидетельствуют и обнаруженные в их спектрах характерные для сейфертовских галактик широкие эмиссионные линии.

Обнаружение радиоизлучения у некоторых из объектов Маркаряна показывает, что ядра этих галактик, действительно, находятся в активной фазе своего развития.

Это, в первую очередь, галактики типа Sy II, в оптическом спектре которых относительно более сильна красная часть. В то же время в спектрах почти всех таких галактик наблюдаются весьма широкие водородные и запрещенные линии. По мощности радиоизлучения галактики типа Sy II занимают промежуточное положение между нормальными галактиками и радиогалактиками. Наибольшей радиосветимостью среди известных галактик Сейферта обладают галактики NGC 1275 и 3C 120, последняя из которых относится по своим спектральным признакам к типу Sy I. Обе галактики являются в то же время радиогалактиками. Следующей по радиосветимости является галактика NGC 1068, радиосветимость которой уступает радиосветимости NGC 1275 и 3C 120 соответственно в 10^3 и 10^2 раз. Радиосветимости почти всех сейфертов-

ских галактик, типа Sy II, обнаруженных среди галактик Маркаряна, превышают радиосветимость NGC 1068 и заполняют разрыв между NGC 1068 и NGC 1275. Так, радиосветимость галактики Маркарян 463 в 20 раз больше радиосветимости NGC 1068. Радиосветимости галактик типа Sy I, обнаруженные среди галактик Маркаряна, в среднем в несколько раз уступают радиосветимости галактик типа Sy II.

Очень мощным радиоизлучением обладают некоторые из объектов Маркаряна, причисляемые к объектам типа BL Lac. Так, объект Маркарян 501* имеет такую же радиосветимость, как и слабая радиогалактика 3C 120, а радиосветимость объекта Маркарян 11 приблизительно в три раза превышает радиосветимость NGC 1068.

Спектр радиоизлучения галактик Маркаряна такой же, как и спектр радиоизлучения внегалактических источников, обусловленного, как известно, потоком релятивистских электронов. Кроме того, радиоизлучение галактик Маркаряна исходит непосредственно из их ядер, из области с размерами, не превышающими несколько сотен парсеков.

У одной из сейфертовских галактик — Маркарян 348 — обнаружено переменное радиоизлучение. Переменным является, возможно, радиоизлучение галактики Маркарян 538.

Таким образом, исследование радиоизлучения галактик Маркаряна обнаружило среди них объекты, обладающие характерными для радиогалактик и квазаров свойствами. Следовательно, с помощью наблюдения радиоизлучения можно выявить среди галактик Маркаряна такие объекты, активные процессы в которых протекают наиболее бурно и проявляются и в радиодиапазоне. А поскольку радионаблюдения большой группы галактик Маркаряна при наличии соответствующего радиотелескопа можно провести намного быстрее и легче спектрофотометрического исследования тех же галактик, то представляется целесообразным вести поиск наиболее интересных представителей галактик Маркаряна, каковыми являются сейфертовские галактики и объекты типа BL Lac, с помощью радионаблюдений и затем уже подвергнуть отобранные объекты детальному спектрофотометрическому анализу.

Радиоизлучение не было обнаружено у тех объектов из списков Маркаряна, которые являются сверхассоциациями в составе других галактик. Присутствие в этих объектах большого количества горячих звезд типов O-B вполне может обеспечить наблюдаемый у них ультрафиолетовый континуум. Так что в случае таких объектов нет необходимости привлечения нетеплового компонента излучения для объяснения ультрафиолетового избытка. Однако тепловое радиоизлучение облаков иони-

* Красное смещение объекта Маркарян 501 определено М.-Э. Ульрих (1971) по линиям поглощения.

зованного водорода в таких объектах будет слабым и недостаточным для обнаружения современными радиотелескопами. Те же из объектов Маркарьяна, которые, имея аналогичные характеристики, не входят в состав больших по размерам галактик и являются изолированными системами, являются, очевидно, галактиками в обычном понимании этого слова, весьма богатыми, однако, звездными ассоциациями и сверхассоциациями. Такие галактики могут иметь активные ядра, и тогда часть наблюдаемого у них ультрафиолетового избыточного излучения может быть проявлением активных процессов в их ядрах.

Итак, исследование радиоизлучения галактик с избыточным ультрафиолетовым излучением показало, что активные процессы в ядрах некоторых из них сопровождаются сравнительно мощным радиоизлучением. По мощности радиоизлучения такие галактики располагаются между нормальными галактиками со слабым радиоизлучением и радиогалактиками, отличительной особенностью которых является очень мощное радиоизлучение. Это говорит о том, что явление активности ядер галактик, открытое В. А. Амбарцумяном, присуще не только радиогалактикам и квазарам, а характерно для всех представителей мира галактик вообще. И, следовательно, нормальные с точки зрения наличия радиоизлучения галактики, сейфертовские галактики, радиогалактики и квазары располагаются в одну последовательность и различаются лишь по мощности радиоизлучения, которое определяет степень активности их ядер.

В заключение автор выражает признательность Р. А. Кандалян и Э. К. Денисюку за сообщение результатов их работ до опубликования.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Амбарцумян В. А.*, 1956, Труды V совещания по вопросам космогонии, Москва, стр. 413.
Амбарцумян В. А., 1958, Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, **11**, 9.
Ambartsumian V. A., 1961, *Astr. J.*, **66**, 536.
Arp H., 1966, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena.
Biegling J. H., Biermann P., Fricke K., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A., 1977, *Astron. Astrophys.*, **60**, 353.
Wade C. M., 1968, *Astron. J.*, **73**, 876.
Видман Д. В., Хачикян Э. Е., 1968, *Астрофизика*, **4**, 587.
Видман Д. В., Хачикян Э. Е., 1969, *Астрофизика*, **5**, 113.
Weedman D. W., 1970, *Ap. J.*, **159**, 405.
Боронцов-Вельяминов Б. А., 1959, *Атлас и каталог взаимодействующих галактик*. Московский университет, Москва.
De Bruyn A. G., Wilson A. S., 1976, *Astron. Astrophys.*, **53**, 93.
De Bruyn A. G., Willis A. G., 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 351.
Joyce R. R., Simon M., 1976, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **88**, 870.

- Kojoian G., Sramek R. A., Dickinson D. F., Tovmassian H. M., Purton C. R.*, 1976, *Astrophys. J.*, **203**, 323.
- Kojoian G., Dickinson D., Tovmassian H. M., Dinger A. St. C.*, 1978, *Astrofizika* (в печати).
- Коджоян Г., Товмасын Г. М.*, 1978, в подготовке к печати.
- Коджоян Г., Товмасын Г. М., Дикинсон Д., Дингер А. С.*, 1978, в подготовке к печати.
- Colla G., Fanti C., Fanti R., Ficarra A., Formigini L., Gandolfi E., Grueff G., Lari C., Padrielly L., Roffi G., Tomassi P., Vigotti M.*, 1970, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **1**, 281.
- Маркарян Б. Е.*, 1963, *Сообщ. Бюраканск. обс.*, **34**, 3.
- Маркарян Б. Е.*, 1967, *Астрофизика*, **3**, 55.
- Маркарян Б. Е.*, 1969а, *Астрофизика*, **5**, 443.
- Маркарян Б. Е.*, 1969б, *Астрофизика*, **5**, 581.
- Маркарян Б. Е.*, 1973, *Астрофизика*, **9**, 5.
- Markarian B. E.*, 1977, *Astron. Astrophys.*, **58**, 139.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.*, 1971, *Астрофизика*, **7**, 571.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.*, 1972, *Астрофизика*, **8**, 155.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.*, 1973, *Астрофизика*, **9**, 487.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.*, 1974, *Астрофизика*, **9**, 307.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.*, 1976а, *Астрофизика*, **12**, 389.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А.*, 1976б, *Астрофизика*, **12**, 657.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А.*, 1977а, *Астрофизика*, **13**, 225.
- Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., Степанян Дж. А.*, 1977б, *Астрофизика*, **13**, 397.
- Neugebauer G., Becklin E. E., Oke J. B., Searle L.*, 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 29.
- Ryle M., Windram M. D.*, 1968, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **138**, 1.
- Rieke G. H., Low F. J.*, 1975, *Astrophys. J.*, **200**, L67.
- Slee O. B., Higgins C. S.*, 1975, *Austr. J. Phys. Astrophys. Suppl.*, No. 36, 1.
- Sulentic J. W.*, 1976, *Astron. J.*, **81**, 582.
- Tovmassian H. M.*, 1966а, *Austr. J. Phys.*, **19**, 565.
- Tovmassian H. M.*, 1966б, *Austr. J. Phys.*, **19**, 883.
- Tovmassian H. M.*, 1968, *Austr. J. Phys.*, **21**, 193.
- Khachikian E. Ye.*, 1968, *Astron. J.*, **73**, 891.
- Khachikian E. Ye., Weedman D. W.*, 1971, *Astrofizika*, **7**, 389.
- Хачикян Э. Е., Саакян К. А.*, 1975, *Астрофизика*, **11**, 207.
- Shaffer D. B., Cohen M. H., Romney J. D., Schilizzi R. T., Kellermann K. I., Swenson G. W., Yen J. L., Rinehart R.*, 1975, *Astrophys. J.*, **201**, 256.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1974а, *Astrophys. J.*, **191**, 633.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1974б, *Astrophys. J.*, **191**, L13.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1975, *Astrophys. J.*, **196**, 339.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1976, **207**, 725.
- Ulrich M.-H.*, 1971, *Astrophys. J.*, **163**, 441.

RADIO EMISSION OF MARKARIAN GALAXIES

II. M. TOVMASSIAN

Byurakan Astrophysical Observatory, Academy of Sciences of Armenia, USSR

1. *Introduction.* The discovery of radio galaxies at the onset of the fifties resulted in V. A. Ambartsumian's discovery of the phenomenon of the activity of galactic nuclei (Ambartsumian, 1956, 1958, 1961). Powerful processes proved to be going on in the nuclei of radio galaxies with ejection of a vast amount of matter from the nuclei; ejection at a speed about that of light clouds of relativistic electrons in opposite directions, which produce powerful non-thermal radio emission of galaxies. The discovery of quasars about ten years after the discovery of radio galaxies showed that similar yet by far more powerful active processes take place in the quasars too. It is well-known that the energy of radio emission of quasars exceeds by two or three orders that of the radio emission of radio galaxies.

This posed in turn question whether similar active processes occur also in ordinary galaxies, normal from the point of view of the presence of radio emission, less powerful, however, for this reason such galaxies could not be distinguished from others as was the case with radio galaxies.

Ambartsumian's papers (1956, 1958, 1961) promoted the search for signs of active phenomena in ordinary galaxies with no powerful radio emission. Soon Markarian (1963) published a small list of rather bright galaxies, in which a discordance of their spectra and colours was detected: their colour was somewhat bluer than it was expected from their spectra. Analysing the reasons of such discrepancy Markarian (1963) came to the conclusion that the blue colour of those galaxies must be due to the presence of non-thermal emission in their nuclei. The writer of these lines (Tovmassian, 1966a) observed with the Parks radio telescope (Australia) eighteen galaxies from Markarian's list of galaxies with anomalous colours. The radio emission with flux density exceeding 0.1 Jy ($10^{-26} \text{ Watt m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) at 1410 MHz was detected from 14 galaxies, i. e. from nearly 80 per cent of the galaxies investigated, while a radio emission with the same limiting flux was detected from only 20 per cent of other galaxies of the same apparent magnitudes observed with the

same radio telescope (Tovmassian, 1936b, 1938). The radio spectrum was non-thermal. Thus the presence of an emission of non-thermal nature in the nuclei of investigated galaxies has been confirmed.

Then the search of weaker galaxies with excess ultraviolet emission was undertaken at the Byurakan observatory by observations with 40" Schmidt telescope in combination with objective prisms. The first list containing 70 such galaxies was published in Markarian's paper (1967). A detailed spectral study of these galaxies has been made by Khachikian (1968), Weedman and Khachikian (1958, 1959) and Weedman (1970). Their observations showed that emission lines are present in the spectra of nearly all galaxies with excess ultraviolet emission, called Markarian galaxies. A major result obtained by Khachikian and Weedman was the discovery of several new galaxies of the Seyfert type among the Markarian galaxies. The observations of Khachikian and Weedman considerably promoted the interest in galaxies with excess ultraviolet emission that led to their investigation on a wide scale. In the meantime the search for new galaxies with excess ultraviolet emission continued in Byurakan and new lists were published. At present eleven lists of galaxies with excess ultraviolet emission containing 1095 objects are already published (Markarian, 1969a, 1969b; Markarian and Lipovetski, 1971, 1972, 1973, 1974, 1976a, 1976b; Markarian, Lipovetski and Stepanian, 1977a, 1977b). The spectral investigation of a large number of Markarian galaxies confirmed the conclusion made by Khachikian and Weedman on the basis of observations of only about thirty such galaxies: 10 per cent of Markarian galaxies possess properties of Seyfert galaxies.

Since radio emission was detected in 80 per cent of galaxies with anomalous colours as compared to their spectral classes, Markarian galaxies, discovered by the presence of a strong ultraviolet continuum and apparently of an analogous nature, might likewise be expected to have considerable radio emission.

2. The Dependence of the Radio Emission of Markarian Galaxies on their Morphological and Spectral Characteristics. Radio observations of Markarian galaxies of the first five lists were made by Sramek and Tovmassian (1975) at 6 cm wavelength with the 92 m radio telescope of the National Radio Astronomical Observatory in Green Bank (USA).

The limiting flux at 6 cm wavelength of this radio telescope was equal to 30 mJy. Assuming that the spectral index of the investigated radio sources equals, as in most radio sources, -0.7 , the weakest radio sources observed with this telescope would be the same as in observations made at 1410 MHz with the Parks radio telescope (Tovmassian, 1966a). Of the 506 observed objects, radio emission with a limiting flux

of 30 *mJy* was detected only from 28 objects, i. e. from less than 6 per cent of the objects investigated. The discrepancy as compared to the results of paper (Tovmassian, 1966a) presumably can be accounted for by the fact that Markarian objects are on the average much farther from us than galaxies with anomalous colours compared to their spectral class from list compiled in 1963 (Markarian, 1963) — the apparent photographic magnitudes of galaxies from last list observed by Tovmassian (1966a) are within 10^m.3 to 14^m.2, whereas apparent magnitudes of most of Markarian galaxies are within 15^m.5 to 17^m.

If the relative number of galaxies with radio emission among all Markarian galaxies is, according to Sramek and Tovmassian (1975), small, the relative number of radio emitting galaxies is rather large among those which have properties of Seyfert galaxies: 7 out of 51 or about 14 per cent, and still larger in the case of Sy II type galaxies, in which the red part in the optical continuum is relatively intense (Markarian, 1973, 1977). According to Sramek and Tovmassian, (1975) 7 out of 17 or over 40 per cent of the Sy II type Markarian galaxies have radio emission, while none of the 34 Sy I type galaxies with a relatively more intense ultraviolet part of the continuous spectrum has radio emission. As noted by Sramek and Tovmassian (1975) this result is not subject to the selectivity effect of the distance of galaxies.

The radio observations of Markarian galaxies from the 6th list (Markarian and Lipovetski, 1973) were conducted by Sulentic (1976) at 2700 *MHz* with a 92 *m* telescope of the NRAO in Green Bank. Sulentic informs the detection of radio emission with a flux density of over 50 *mJy* from 8 out of 97 objects of this list. However, as Kojoian, Tovmassian, Dickinson and Dinger (1978) have shown identifications in the case of MRK 510 and MRK 564 are erroneous, so that the real number of identifications comes to six. Thus the radio emission is detected in 6 per cent of Markarian galaxies, i. e. as much as in the case of galaxies of the first five lists. Such comparison is justifiable, since, assuming that the spectral index of radio sources is equal on the average to -0.7 , the detection limit of 50 *mJy* at 2700 *MHz* (Sulentic, 1976) corresponds to the detection limit of 30 *mJy* at 5000 *MHz* (Sramek and Tovmassian, 1975). At present 7 objects of Seyfert type are detected among the galaxies of the 6th list (Markarian, 1977 and the personal communication of E. K. Denisjuk). Of these the radio emission is detected only in one object — MRK 533. This makes up 14 per cent, i. e. the percentage of radio emitting galaxies of the Seyfert type here is the same as in the case of Seyfert type galaxies of the first five lists, although in all only one radio emitting galaxy has been discovered. Unfortunately, so

far no colorimetric data concerning neither this nor any other Seyfert galaxies of the 6th list is available.

The radio emission of 39 Markarian galaxies with Seyfert characteristics (with no account of MRK 64 and MRK 106, which are typical QSO-s), was investigated by de Bruyn and Wilson (1976) with far greater sensitivity at 1415 MHz using the Westerbork radio telescope. Radio emission with a flux exceeding 4 mJy was detected from 21 galaxies. Radio emission was recorded from 13 out of 16 Sy II type galaxies, i. e. from over 80 per cent of such galaxies, and only from 8 out of 23 galaxies of Sy I type, i. e. from 35 per cent of them. The results obtained by de Bruyn and Wilson (1976) are also in good agreement with results of Sramek and Tovmassian (1975). Indeed, re-calculation to 5000 MHz (again as before assuming that the spectral index of radio sources is equal to -0.7 , and taking into account the sensitivity of the radio telescope at this frequency) showed that only five radio sources, all of them of the Seyfert II type, would have been detected at 5000 MHz from the list of 21 galaxies with detected radio emission at 1415 MHz. Therefore, the percentage of radio emitting galaxies from this selection would come to 13 of all 39 Seyfert galaxies and 3: if to consider galaxies of Sy II type only.

Similar results were obtained by Bieging et al. (1977) who observed a number of Markarian galaxies from first five lists at 1410 MHz with the 305 m radio telescope at Arecibo and at 2700 MHz with the 100 m radio telescope at Effelsberg.

In accordance with the results of de Bruyn and Wilson (1976) the radio luminosity of Sy II type galaxies is greater than that of Sy I type galaxies. Indeed, the radio luminosities of the Sy II type galaxies are in the range of $0.39 \times 10^{22} \text{ Watt Hz}^{-1}$ to $126 \times 10^{22} \text{ Watt Hz}^{-1}$ with a mean value of $31.2 \times 10^{22} \text{ Watt Hz}^{-1}$, whereas the mean value of radio luminosity of Sy I type galaxies is equal to $8.8 \times 10^{29} \text{ Watt Hz}^{-1}$ with minimum and maximum values equal to $3.7 \times 10^{22} \text{ Watt Hz}^{-1}$ and $17 \times 10^{22} \text{ Watt Hz}^{-1}$ respectively. The radio luminosities are estimated at Hubble's constant equalling 55 km/sec Mpc. It should also be noted that the mean value of the upper limit of the radio luminosity of Sy I type galaxies without detected radio emission comes to $3.1 \times 10^{22} \text{ Watt Hz}^{-1}$ in all. Thus, Seyfert galaxies with a relatively strong red part of the continuous spectrum (mean value $B - V = +0.93$ and $U - B = +0.10$, Markarian, 1977) are more powerful radio emitters than the Seyfert galaxies with a relatively intense ultraviolet continuum (the average $B - V = +0.60$ and $U - B = -0.55$, Markarian, 1977). Let us also recall the fact that Sy I and Sy II types galaxies are also different by their

compactness and spectrum. Most of the Sy I type galaxies are quite compact galaxies of the *s* type, according to Markarian (1973, 1977). At the same time nearly all of them possess wide hydrogen and narrow forbidden emission lines in the spectra, i. e. they belong to Sy 1-type according to Weedman (1970) and Khachikian and Weedman (1971). On the other hand Sy II type galaxies are mainly weakly condensed, diffuse objects of the *d* type, according to Markarian (1973, 1977). Besides, both hydrogen and forbidden emission lines are wide in their spectra: Sy 2 type, according to Weedman (1970) and Khachikian and Weedman (1971).

Considering the above differences in the morphology, spectrum and the radio emitting properties of the Seyfert type galaxies it was suggested by Sramek and Tovmassian (1975) that Sy I type galaxies are probably in earlier phase of evolution in comparison with Sy II type galaxies. The nuclei of the former are more compact and the radio emission is weaker in them because of self-absorption. As it was recently shown by Kojoian et al. (1978) the absorption at lower frequencies in the case of MRK 668 (OQ 208) is caused by a very dense cloud of ionized gas in which the nucleus of the galaxy is embedded.

According to Sramek and Tovmassian (1975) the percentage of radio emitting galaxies is relatively high ($\sim 15\%$) also among objects without emission lines in the spectra, reminiscent of BL Lac type objects. It was assumed by Sramek and Tovmassian (1975) that the Markarian galaxies without emission lines are akin to the Seyfert galaxies and very large widths does not allow for emission lines to be observed in their spectra.

Most of the remaining Markarian galaxies with radio emission are double, or have ejections or jets, or display some peculiarities (Sramek and Tovmassian, 1975). Such galaxies might have experienced the Seyfert phase of activity long ago and the jets observed now, ejections and other peculiarities of those galaxies are the result of the former activity of their nuclei.

As spectral analyses have indicated (see summary of corresponding data in the paper of Khachikian and Sahakian, 1975) among Markarian objects with strong emission lines in the spectra there are objects of relatively low luminosity. According to the definition of Khachikian and Sahakian (1975) such objects are super-associations located either within or on the periphery of large galaxies, or met with in space in isolation. If active nuclei are lacking in such objects, their radio emission must be due to the radiation of ionized hydrogen only, i. e. must be of thermal origin and therefore can be weak enough and undetectable by the means applied so far.

With due account of the above consideration it was concluded by Sramek and Tovmassian (1975) that the source of radio emission is not

the object MRK 404, which is apparently a super-association in the galaxy NGC 2934, but the nucleus of this galaxy located at a distance of only 1' from MRK 404. This conclusion is substantiated by a more precise measurement of the right ascension of radio source B2 0939 + 32B (Colla et al., 1970), coinciding with the right ascension of the centre of galaxy NGC 2934.

Among Markarian objects with detected radio emission are also the galaxies MRK 171, 201 and 297, included by Khachikian and Sahakian (1975) in the list of probable super-associations. However, as it follows from their radio spectra (Kojolian et al., 1976; Sulentic, 1976) the radio emission of the above three objects is undoubtedly of non-thermal nature. And such radio emission is typical of the nuclei of galaxies which are in the active stage of their evolution. Consequently, the objects MRK 171, 201 and 297 cannot be attributed to super-associations. Incidentally, the galaxies MRK 171, and 297 are included in the Arp's Atlas of Peculiar galaxies (Arp, 1970) as objects No. 229 and 209 respectively.

Thus no radio emission has so far been observed in any of the Markarian objects which are definitely super-associations.

3. *The Radio Spectrum of Markarian Galaxies.* Interesting results were derived from the investigation of the radio spectra of Markarian galaxies made by Kojolian et al. (1976), Sulentic (1976) and de Bruyn and Wilson (1976). Kojolian et al. (1976) noted that with the exception of MRK 348, all of the remaining galaxies of the Seyfert type have a linear exponential spectrum with an average spectral index equal to -0.82 . This value is in good agreement with the average value (-0.80) of the spectral index of five classical Seyfert galaxies, determined by de Bruyn and Willis (1974).

The identification of the radio source 1353 + 18 from the Coolgoora survey (Slee and Higgins, 1975) made at 80 MHz with the Seyfert type galaxy MRK 463 (private communication of R. A. Kandalian) shows that the linear radio spectrum of this galaxy with a spectral index equal to -0.95 , covers a vast range of frequencies from 80 MHz to 10.7 GHz.

Among the Seyfert galaxies the galaxy MRK 348 is an exception; it has a rather flat spectrum in the frequency range from 2.7 to 15.5 GHz and a variable radio emission. Except that there are signs (Kojolian et al., 1976) that the spectrum of MRK 3 has a cut off at about 1 GHz.

Radio sources identified with BL Lac type objects have quite a distinctive spectrum. The spectrum of all four such objects with detected radio emission; MRK 11, 180, 421 and 501 is rather flat (Kojolian et al., 1976). The spectral index of MRK 11 is equal to -0.22 in the range of frequencies from 2.7 to 10.5 GHz, whereas the spectrum of MRK 180 is

still flatter, $\alpha = -0.11$. The spectrum of MRK 501 has been studied in the range from 178 MHz to 15.5 GHz (Kojolian et al., 1976). The spectral index of the low-frequency part of the spectrum up to 10.5 GHz is equal to -0.08 . The spectral index of MRK 421 in the region from 408 MHz to 10.5 GHz is equal to -0.22 . At frequencies above 10 GHz some rise is observed in the spectrum of MRK 180, while in the spectrum of two other objects, MRK 421 and 501, a drop is noticed. This drop is corroborated by observations at 93 GHz, made by Joyce and Simon (1976).

Other Markarian galaxies with detected radio emission which are neither Seyfert type galaxies nor BL Lac type objects, have non-thermal spectra common to extragalactic radio sources.

The above-mentioned observations of Joyce and Simon (1976) involve also the infrared wavelengths. Along with the observations of Rieke and Low (1975) and Neugebauer et al. (1976) they point to a sharp rise of the emission power of galaxies MRK 3, 171 and 231 at wavelengths exceeding 3.5 μm . A similar rise is noticed also in the spectra of MRK 348 and 421, while in the spectra of MRK 11 and 501 a similar increase of emission in far infrared region of the spectrum is not observed. A certain radiation maximum is noticeable in the near infrared spectra (on wavelengths from 1 to 2 μm) of the last two objects. Incidentally, objects MRK 3, 171, 231, 348 and 421, the infrared spectrum of which is studied by Joyce and Simon (1976) also display a secondary, more or less marked, small maximum of radiation in the same region.

4. *Radio Brightness Distribution of Markarian Galaxies.* The distribution of the radio brightness of a number of Markarian galaxies was studied by observations with the radio interferometer of the NRAO in Green Bank (Sramek and Tovmassian, 1974a, 1976) at 2.7 and 8.1 GHz and with the Westerbork radio telescope at 1.4 GHz (de Bruyn and Wilson, 1976). Both radio telescopes operate by the aperture synthesis method. The resulting beam width of the NRAO interferometer was equal to $9''$ at 8.1 GHz, while that of the Westerbork radio telescope was $25 \times 25'' \text{Cosec } \delta$.

The sizes of most radio sources identified with Markarian galaxies were below the limit of the angular resolution of the observations of de Bruyn and Wilson (1976). By those observations the dimensions of only a few radio sources were measured. The same radio sources, except MRK 78, 201 and 237 which have dimensions of 60, 9 and $30''$ respectively, were observed with greater resolution by Sramek and Tovmassian (1974a, 1976). All observed Seyfert type galaxies, MRK 1, 3, 231, 273 and 348, with the exception of MRK 6, were not resolved. The sizes of radio sources in them are less than $1''$. In the case of the galaxy MRK 6,

along with a nuclear source of a size less than $0.3''$, an extended radio source with a size of about $40''$ at 2.7 GHz has been detected, with the center at a distance of about $2''$ from the nucleus of the galaxy. At the distance of MRK 6, the angular displacement of the extended radio source from the center of the galaxy corresponds to about 750 pc and its extent—to about 10 kpc . By its radio structure MRK 6 does not differ from the well known Seyfert galaxies NGC 1275, 3C 120 and NGC 1038, which also have a compact nuclear component and an extended component.

Judging by the spectrum, a nuclear radio source except of an extended component of radio emission is present also in MRK 463, another Seyfert type galaxy (de Bruyn and Wilson, 1976).

Thus the radio structure of the Seyfert type galaxies detected among Markarian galaxies do not differ from that of classical Seyfert galaxies, whose radio brightness distribution is studied by de Bruyn and Willis (1974), Wade (1968) and Ryle and Windram (1938).

The radio source was not resolved, i.e. its dimensions were less than the resolution, $0.3''$, also in the case of MRK 501 with an optical spectrum similar to that of BL Lac type objects, which have radio sources of very small sizes (Shaffer et al., 1975). As interferometric observations indicate (Kojoian et al., 1976) the object MRK 180 consists probably of two component—compact and extended.

A complex structure was discovered in the case of the galaxy MRK 171 (Sramek and Tovmassian, 1976), which is a double galaxy. Here two components are observed; their dimensions are less than $1''$ and they are located at a distance of $30''$ from each other. In position they coincide with the brighter knots of a double galaxy; those brighter knots which might be the nuclei of both galaxies are not in their centers. The radio spectrum of the eastern component is relatively flat while the radio spectrum of the western component is quite steep. An investigation of the spectrum of this object (Kojoian et al., 1976) pointed to the presence of a third component the dimensions of which must be equal to or exceed $1'$, since that component was not noticed in interferometric observations (Sramek and Tovmassian, 1976). Observations with a smaller angular resolution (de Bruyn and Wilson, 1976) confirmed this suggestion. According to de Bruyn and Wilson (1976) the extension of the radio source in MRK 171 is about $1'$. The total flux at 1415 MHz (680 mJy) lies well on the spectrum (see Kojoian et al., 1976), determined by the total flux from MRK 171.

The radio source identified with MRK 297 also turned out to be extended. The sizes of the source are $16 \times 26''$ (Sramek and Tovmassian, 1976).

Thus the investigation of the radio brightness distribution of the Markarian galaxies indicated that all galaxies with Seyfert characteristics contain compact radio sources of very small angular sizes. In some cases along with the compact radio sources the extended component is also present. The sizes of compact radio sources in BL Lac type objects also turned out to be below the resolution limit; while the sizes of radio sources in galaxies belonging neither to Seyferts nor to objects of the BL Lac type, are rather large.

5. *Radio Emission Variability of Markarian Galaxies.* The radio emission variability among Markarian galaxies has so far been positively observed only in the case of the Seyfert type galaxy MRK 348 (Sramek and Tovmassian, 1974b). From July 1972 to July 1973 the flux from this galaxy at 6 cm was reduced from 681 to 462 mJy, and at 3.7 cm — from 621 to 342 mJy. Over the same period the flux at 11 cm remained invariable within the range of measurement errors (12 mJy) and equal to about 430 mJy. Sulentic's (1976) observations, made later, show that a reduction of the flux became noticeable also at 11 cm — in 1974 the flux decreased to 318 mJy. The reduction of the flux continued also at 6 cm. At the end of 1974 the flux amounted here to 214 mJy.

The discussion of the available observational data on the galaxy MRK 538 (NGC 7714) which is a component of the pair of interacting galaxies NGC 7714—7715 or VV 51 (Vorontsov-Velyaminov, 1959) permitted Kojoian and Tovmassian (1978) to suggest that the radio emission from MRK 538, and also from NGC 7715, is probably variable.

Variable radio emission can be expected from Markarian objects akin to BL Lac objects. In the first place, their radio spectrum is flat, which is typical of variable radio sources; and in the second place, many of the BL Lac objects have variable radio emission, as is commonly known. Unfortunately, however, no regular observations aimed at looking for the radio emission variability of those objects have been made. According to Sramek and Tovmassian (1975) and Sulentic (1976) there is no clear indication of radio emission variability of Markarian galaxies.

6. *Conclusion.* The presence of ultraviolet excess in the spectra of Markarian galaxies, upon which their selection is based, apparently testifies to the fact that active processes take place in their nuclei, which are responsible for their non-thermal radiation. Another evidence of the occurrence of violent non-stable phenomena in a number of Markarian galaxies is also offered by the broad emission lines, typical of the Seyfert galaxies, detected in their spectra.

The detection of radio emission from some of Markarian objects shows that the nuclei of them are really in an active stage of evolution.

These are, at first, galaxies of the Sy II type, in the optical spectrum of which the red part is relatively intense. On the other hand, very broad hydrogen and forbidden lines are noticed in the spectra of almost all of those galaxies. As to their power of radio emission, the Sy II type galaxies take up an intermediary position between normal and radio galaxies. Of the well-known Seyfert galaxies, NGC 1275 and 3C 120 have the highest radio luminosity. They are at the same time radio galaxies. By its spectra 3C 120 belongs to the Sy I type. Next in radio luminosity comes NGC 1068, which is inferior to that of NGC 1275 and 3C 120, 10^3 and 10^2 times respectively. The radio luminosity of almost all Seyfert galaxies of Sy II type, discovered among Markarian galaxies, exceeds the radio luminosity of NGC 1068, and fills in the gap between NGC 1068 and 1275. For example radio luminosity of MRK 463 is 20 times as much as that of NGC 1068. The radio luminosity of Sy I type galaxies, discovered among Markarian galaxies, is on the average several times smaller than that of Sy II type galaxies.

Some of the Markarian objects, attributed to BL Lac type objects, have very powerful radio emission. The object MRK 501* has almost the same radio luminosity as the weak radio galaxy 3C 120, while the radio luminosity of MRK 11 exceeds about three times that of NGC 1068.

The radio spectrum of Markarian galaxies is similar to that of extragalactic sources, the radio emission of which is due to relativistic electrons. Except, the radio emission of Markarian galaxies originates immediately in their nuclei, in a region the dimensions of which do not exceed several hundred parsecs.

The radio emission from one of the Seyfert type galaxies, MRK 348, was found to be variable. Radio emission from MRK 538 is suspected to be variable.

Thus, the investigation of radio emission of Markarian galaxies has brought to the detection among them of objects possessing properties characteristic of radio galaxies and quasars. Therefore, by means of observing the radio emission one can reveal such objects among Markarian galaxies in which the active processes are particularly violent and they manifest themselves in the radio range too. And since the radio observations of a large group of Markarian galaxies, provided a proper telescope is available, can be conducted much faster and easier than the

* The redshift of MRK 501 has been determined by M.-H. Ulrich (1971) by the absorption lines.

spectrophotometric research of the same galaxies, it seems advisable to undertake the search of the more interesting representatives among Markarian galaxies, such as Seyfert galaxies and objects of the BL Lac type, by means of radio observations and then to study the selected objects spectroscopically.

No radio emission has been detected from those Markarian objects which are super-associations within other galaxies. The presence in those objects of a large number of hot O-B type stars can fully provide for the ultraviolet continuum observed in them. So that in the case of such objects there is no need to have recourse to the non-thermal component of radiation in accounting for the ultraviolet excess. Thermal radio emission of clouds of ionized hydrogen will be weak in such objects and inadequate to be detected by modern radio telescopes. Those of Markarian objects which display similar features and yet do not form part of large-size galaxies and are isolated systems, are evidently galaxies in the usual sense of the term but possessing an abundance of stellar associations and superassociations. Such galaxies may have active nuclei and then part of the ultraviolet excess observed in their spectra can be the manifestation of active processes going on in their nuclei.

Thus the investigation of the radio emission of galaxies with excess ultraviolet emission has shown that active processes in the nuclei of some of them are accompanied by a comparatively powerful radio emission. As to the powerful radio emission such galaxies are ranged between normal galaxies with weak radio emission and radio galaxies, the distinctive feature of which is a very powerful radio emission. This testifies to the fact that the phenomenon of the activity of galactic nuclei, discovered by V. A. Ambartsumian, is characteristic not only to radio galaxies and quasars but to all the representatives of the world of galaxies, in general. Consequently galaxies which are normal from the point of occurrence of radio emission, Seyfert galaxies, radio galaxies and quasars are ranged in one sequence. They differ only by the power of radio emission which determines the degree of activity of their nuclei.

In conclusion, the author's acknowledgements are due to R. A. Kandalian and E. K. Denisyuk who have kindly made the results of their research available prior to publication.

REFERENCES

- Ambartsumian V. A.*, 1956, Trudi of the V Conference on Problems of Cosmogony, Moscow.
- Ambartsumian V. A.*, 1958, Izv. Acad. Sci. Arm. SSR, serie Phys. Math. Sci., **11**, 9.
- Ambartsumian V. A.*, 1961, Astron. J., **66**, 536.
- Arp H.*, 1966, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology, Pasadena.
- Biegging J. H., Biermann P., Fricke K., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A.*, 1977, Astron. Astrophys., **60**, 353.
- Colla G., Fanti C., Fanti R., Ficarra A., Formiggini L., Gandolfi E., Grueff G., Lari C., Padrielly L., Roffi G., Tomassi P., Vigotti M.*, 1970, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **1**, 281.
- De Bruyn A. G., Willis A. G.*, 1974, Astron. Astrophys., **33**, 351.
- De Bruyn A. G., Wilson A. S.*, 1976, Astron. Astrophys., **53**, 93.
- Joyce R. R., Simon M.*, 1976, Publ. Astron. Soc. Pacific, **88**, 870.
- Khachikian E. Ye.*, 1968, Astron. J., **73**, 891.
- Khachikian E. Ye., Sahakian K. A.*, 1975, Astrofizika, **11**, 207.
- Khachikian E. Ye., Weedman D. W.*, 1971, Astrofizika, **7**, 389.
- Kojoian G., Dickinson D. F., Tovmassian H. M., Dinger A. St. C.*, 1978, Astrofizika (in press).
- Kojoian G., Sramek R. A., Dickinson D. F., Tovmassian H. M., Purton C. R.*, 1976, Astrophys. J., **203**, 323.
- Kojoian G., Tovmassian H. M.*, 1978, in preparation.
- Kojoian G., Tovmassian H. M., Dickinson D. F., Dinger A. St. C.*, 1978, in preparation.
- Markarian B. E.*, 1963, Comm. Byurakan Obs., **34**, 3.
- Markarian B. E.*, 1967, Astrofizika, **3**, 55.
- Markarian B. E.*, 1969a, Astrofizika, **5**, 443.
- Markarian B. E.*, 1969b, Astrofizika, **9**, 581.
- Markarian B. E.*, 1973, Astrofizika, **9**, 5.
- Markarian B. E.*, 1977, Astron. Astrophys., **58**, 139.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A.*, 1971, Astrofizika, **7**, 571.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A.*, 1972, Astrofizika, **8**, 155.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A.*, 1973, Astrofizika, **9**, 487.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A.*, 1974, Astrofizika, **9**, 307.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A.*, 1976a, Astrofizika, **12**, 389.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A.*, 1976b, Astrofizika, **12**, 657.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.*, 1977a, Astrofizika, **13**, 225.
- Markarian B. E., Lipovetsky V. A., Stepanian J. A.*, 1977b, Astrofizika, **13**, 397.
- Neugebauer G., Becklin E. E., Oke J. B., Searle L.*, 1976, Astrophys. J., **205**, 29.
- Rieke G. H., Low F. J.*, 1975, Astrophys. J., **200**, L67.
- Ryle M., Windram M. D.*, 1968, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **138**, 1.
- Shaffer D. B., Cohen M. H., Romney J. D., Schillizzi R. T., Kellermann K. I., Swenson G. W., Yen J. L., Rinehart R.*, 1975, Astrophys. J., **201**, 256.
- Slee O. B., Higgins C. S.*, 1975, Austr. J. Phys. Astrophys. Suppl., No. 36, 1.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1974a, Astrophys. J., **191**, 633.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1974b, Astrophys. J., **191**, L13.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1975, Astrophys. J., **196**, 339.
- Sramek R. A., Tovmassian H. M.*, 1976, Astrophys. J., **207**, 725.
- Sulentic J. W.*, 1976, Astron. J., **81**, 582.

- Tovmassian H. M.*, 1966a, *Austr. J. Phys.*, **19**, 565.
Tovmassian H. M., 1966b, *Austr. J. Phys.*, **19**, 883.
Tovmassian H. M., 1968, *Austr. J. Phys.*, **21**, 193.
Ulrich M.-H., 1971, *Astrophys. J.*, **163**, 441.
Wade C. M., 1968, *Astron. J.*, **73**, 876.
Weedman D. W., 1970, *Ap. J.*, **159**, 405.
Weedman D. W., *Khachikian E. Ye.*, 1968, *Astrofizika*, **4**, 587.
Weedman D. W., *Khachikian E. Ye.*, 1969, *Astrofizika*, **5**, 113.
Vorontsov-Velyaminov B. A., 1959, *Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies*,
Moscow Universitet, Moscow.

SUPER-SYMMETRY AND EINSTEIN'S EXTENSION OF THE RELATIVISTIC GROUP

HANS-JÜRGEN TREDER

Zentralinstitut für Astrophysik, Akademie der Wissenschaften
Potsdam—Babelsberg, DDR

I. EINSTEIN'S A-GROUP OF SUPER-GAUGE TRANSFORMATIONS

For non-symmetrical affine connections $\Gamma_{kl}^i \neq \Gamma_{lk}^i$ we write the covariant derivations of a vector A^i (working with Einstein's "plus-minus"-formalism, Einstein, 1945, 1950a)

$$D_l A^i = D_l A^+ = A_{,l}^i + \Gamma_{rl}^i A^r \quad (1a)$$

and

$$D_l A^- = A_{,l}^i + \Gamma_{lr}^i A^r = D_l A^+ - 2\underline{\Gamma}_{rl}^i A^r. \quad (1b)$$

In these equations the difference

$$\Gamma_{kl}^i = \frac{1}{2} (\Gamma_{kl}^i - \Gamma_{lk}^i) \quad (2a)$$

is the torsion-tensor and the both affine connections Γ_{kl}^i and Γ_{lk}^i are different by the sign of this tensor Γ_{kl}^i :

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{lk}^i + (\Gamma_{kl}^i - \Gamma_{lk}^i) = \Gamma_{lk}^i + 2\underline{\Gamma}_{kl}^i \quad (2b)$$

(Einstein, 1950a, 1950b; Schrödinger, 1950). With another affine connection Γ_{kl}^{*i} we define covariant derivations

$$D_l^* A^i = A_{,l}^i + \Gamma_{rl}^{*i} A^r, \quad (3a)$$

and the difference of the connections

$$\Gamma_{kl}^{*i} - \Gamma_{kl}^i = \Lambda_{kl}^i \quad (3b)$$

is a tensor Λ_{kl}^i ,

The fundamental conception for affine geometries and affine field theories (Einstein, 1923) is Levi-Civita's "parallelism of the transport with respect to a curve $X^l = X^l(\tau)$ " (Eisenhart, 1927): This parallelism is given by the equations

$$[A^i D_l A^k - A^k D_l A^i] \frac{dx^l}{d\tau} = 0. \quad (4)$$

By such a parallelism the connections Γ_{kl}^i are not determined completely: Changes of the connections according to

$$\Gamma_{kl}^{*i} = \Gamma_{kl}^i + \delta_k^i \lambda_l. \quad (5)$$

preserve the parallelism (Eisenhart, 1927):

$$A^i D_l^* A^k - A^k D_l^* A^i = A^i D_l A^k - A^k D_l A^i. \quad (5a)$$

λ_l is an arbitrary vector. The curvature tensors change by the transformations: It is

$$R_{klm}^i[\Gamma] = \Gamma_{kl, m}^i - \Gamma_{km, l}^i - \Gamma_{sl}^i \Gamma_{km}^s + \Gamma_{sn}^i \Gamma_{kl}^s \quad (6a)$$

but

$$R_{klm}^{*i}[\Gamma^*] = R_{klm}^i + \delta_k^i (\lambda_{l, m} - \lambda_{m, l}). \quad (6b)$$

The transformations (5) are Einstein's A-group of the "super-gauge"-transformations of the connections:

$$\Gamma_{kl}^{*i} = A(\Gamma_{kl}^i) = \Gamma_{kl}^i + \delta_k^i \delta_l. \quad (7)$$

The T-group of the general coordinate-transformations $\bar{X}^i = \bar{X}^i(X^k)$ and the A-group (7) together define Einstein's extension of the relativistic group (Einstein, 1953).

The curvature R_{klm}^i is invariant against special gauge-transformations with $\lambda_k = \lambda_{,k}$, only. But, General Relativity may be in possession of Einstein's super-symmetry against the T- and the A-transformations. Of course, for a symmetric metrical tensor $g^{kl} = g^{lk}$ Einstein's Lagrangian $\mathfrak{L}[g_{ik}, \Gamma_{mn}^r]$ of the gravitation field is A-invariant:

$$\begin{aligned} \mathfrak{L} &= \sqrt{-g} g^{kl} R_{kl} = \sqrt{-g} \frac{1}{2} \delta_l^m (R_{klm}^l + R_{lkm}^l) g^{kl} = \sqrt{-g} R = \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{-g} g^{kl} (R_{kl}^* + R_{lk}^*) = \sqrt{-g} g^{kl} R_{kl}^* = A(\mathfrak{L}). \end{aligned} \quad (8)$$

This Lagrangian \mathfrak{L} may be a functional $\mathfrak{L} = \mathfrak{L}[g, \Gamma]$ of the 10 tensorial variables $g_{kl} = g_{lk}$ and the 64 variables Γ_{kl}^i according to Ein-

stein's (1925) reception of Palatini's formulas for the variation of curvature. The density $\mathfrak{L}_{\text{matter}}$ may be the Lagrangian of the matter fields and

$$-\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{matter}}}{\delta g^{ik}} = T_{ik} \tag{9}$$

is Hilbert's symmetrical matter-tensor. Then, the field equations in General Relativity are:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta (\mathfrak{L} + \mathfrak{L}_{\text{matter}})}{\delta g^{ik}} &= \frac{1}{2} (R_{ik} + R_{ki}) - \frac{1}{2} g_{ik} R - T_{ik} = \\ &= \frac{1}{2} (R_{ik}^* + R_{ki}^*) - \frac{1}{2} g_{ik} R^* - T_{ik} = 0 \end{aligned} \tag{10}$$

and (with the tensor-densities $\eta^{kl} = \sqrt{-g} g^{kl} = \eta^{lk}$):

$$\begin{aligned} \frac{\delta (\mathfrak{L} + \mathfrak{L}_{\text{matter}})}{\delta \Gamma_{kl}^m} &= -\eta_{,m}^{kl} + \frac{1}{2} \eta^{kl} (\Gamma_{sm}^s + \Gamma_{ms}^s) - \eta^{kr} \Gamma_{mr}^l - \eta^{rl} \Gamma_{rm}^k + \\ &+ \eta^{kl} \Gamma_m + \delta_m^l \left[\eta_{,s}^{ks} - \frac{1}{2} \eta^{kr} (\Gamma_{sr}^s + \Gamma_{rs}^s) + \eta^{rs} \Gamma_{sr}^k + \eta^{kr} \Gamma_{sr}^s \right] + \\ &+ \delta_m^l \eta^{ks} \Gamma_s + \frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{matter}}}{\delta \Gamma_{kl}^m} = 0. \end{aligned} \tag{11}$$

In equations (11) the vector Γ_k is the vector-torsion

$$\Gamma_k = \frac{1}{2} (\Gamma_{ks}^s - \Gamma_{sk}^s) = \Gamma_{\underset{\vee}{ks}}^s. \tag{12}$$

For phenomenological matter (and for physical tensor-fields, too) the matter-Lagrangian $\mathfrak{L}_{\text{matter}}$ is not depending on the connections Γ_{kl}^l explicitly:

$$\frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{matter}}}{\delta \Gamma_{kl}^m} = 0. \tag{13}$$

Therefore, the equations (11) mean (written in Einstein's "plus-minus"-formalism, Einstein, 1945, 1950a)

$$-\frac{\delta \mathfrak{L}}{\delta \Gamma_{bl}^m} = D_m \eta^{+ - kl} - \delta_m^l D^r \eta^{+ - kr} - \eta^{kl} \Gamma_m - \delta_m^l \eta^{ks} \Gamma_s = 0. \tag{14}$$

By contraction and combination the equations (14) give:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_m^{kl} &= D^m \eta^{kl} - 2\eta^{kl} \Gamma_m + \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r + \eta^{kr} (\Gamma_{mr}^l - \Gamma_{rm}^l) = \\ &= D_m \eta^{kl} - \eta^{kl} \Gamma_m + \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r = 0. \end{aligned} \tag{15}$$

However, the 64 algebraical equations (15) for the 64 components Γ_{kl}^i are not independent, completely. 4 equations of (15) are fulfilled identically; we have with $g^{kl} = g^{lk}$:

$$\mathfrak{B}_l^i = \mathfrak{B}_i^{lk}. \tag{15a}$$

The 64 algebraically independent equations

$$D_m g^{kl} = D_m g^{kl} + g^{kr} (\Gamma_{mr}^l - \Gamma_{rm}^l) = 0 \tag{16}$$

give with $g^{kl} = g^{lk}$ the 40 independent equations

$$D_m g^{kl} = g_{,m}^{kl} + g^{kr} \Gamma_{rm}^l + g^{rl} \Gamma_{rm}^k = 0 \tag{17a}$$

and the 24 symmetry conditions

$$\Gamma_{mn}^r = \Gamma_{nm}^r \tag{17b}$$

(Schrödinger, 1950). By these 64 algebraical conditions the Γ_{kl}^i become the Christoffel symbols of the g_{kl} :

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{kl}^{+i} = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{ir} (-g_{kl,r} + g_{lr,k} + g_{rk,l}). \tag{18}$$

However, the 60 algebraically independent equations $\mathfrak{B}_m^{kl} = 0$ determine the connections Γ_{kl}^i up to A-transformations, only: Together with the Christoffel symbols $\Gamma_{kl}^{+i} = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\}$ and $\Gamma_k^+ = 0$ each connection

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{kl}^{+i} - \delta_k^i \Gamma_l = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} - \frac{2}{3} \delta_k^i \Gamma_l \tag{19}$$

is a solution of equations (14), too: With the connections (18) we obtain as the plus-minus derivatives of the metric tensor-density η^{kl} :

$$\begin{aligned} D_m \eta^{kl} &= D_m^+ \eta^{kl} + \eta^{kl} \Gamma_m - \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r = \\ &= \eta^{kl} \Gamma_m - \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r, \end{aligned} \tag{19a}$$

This means, in General Relativity and in the cases of pure gravitation fields or of phenomenological matter (with equation (13)) the vector-torsion

$$\Gamma_k = \frac{1}{2} (\Gamma_{kl}^l - \Gamma_{lk}^l) = \frac{2}{3} \lambda_{,k} \tag{20}$$

arbitrarily remains. —For phenomenological matter Einstein's principle of equivalence means the independence of the particle dynamics on the Choice of the torsion-vector Γ_k . The phenomenological (macroscopical) General Relativity is invariant against Einstein's super-group "T + A". Therefore, in phenomenological General Relativity any connection which preserves a given parallelism (4) is compatible with the field equations, the principle of equivalence and the integrability-conditions of the field equations define the same dynamics (the same equations of motion for particles).

II. SUPER-GRAVITY OR TELE-PARALLELISM?

However, we have quite another situation in the Einstein—Schrödinger theory (Einstein, 1950a, 1950b; Schrödinger, 1950) of the non-symmetrical field $g_{kl} \neq g_{lk}$ discussed by Einstein (1953) himself. Then, the Lagrangian

$$\mathcal{L} = \sqrt{-g} g^{kl} R_{kl}$$

changes by transformations (7):

$$A(\mathcal{L}) = \mathcal{L}^* [g_1 \Gamma^*] = \mathcal{L} - \frac{1}{2} \sqrt{-g} (g^{kl} - g^{lk}) (\lambda_{,k,l} - \lambda_{,l,k})$$

and the "super-gauge"-symmetry implies the four conditions

$$\mathfrak{B}_k^{ik} - \mathfrak{B}_k^{ki} = (\eta^{ik} - \eta^{ki})_{,k} = 0 \tag{21}$$

for the η^{ik} instead of the identity (15a).

The super-symmetry will be broken by an explicit dependence of the matter Lagrangian $\mathcal{L}_{\text{matter}}$ on the connections Γ_{kl}^i , too. Then, instead of the identity (15a) we will have the four conditions

$$\frac{2\partial \mathcal{L}_{\text{matter}}}{\partial \Gamma_k} = \partial_l^m \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{matter}}}{\partial (\Gamma_{kl}^m - \Gamma_{lk}^m)} = 0. \tag{22}$$

These conditions will be four additional equations on the matter field if the Lagrangian $\mathcal{L}_{\text{matter}}$ linearly depends on the Γ_{kl}^i .

Such a linear dependence,

$$\frac{\partial \mathfrak{L}_{\text{matter}}}{\partial \Gamma_{kl}^m} \Gamma_{kl}^m = \mathfrak{L}_{\text{matter}}, \quad (23)$$

exists for the spinor fields (cf. Weyl, 1950). Therefore, the postulation of Einstein's A-symmetry for the general relativistic theory of spinor-matter gives additional conditions on the structure of the matter Lagrangian: The equations (22) must be fulfilled identically.

This consequence of Einstein's "super-gauge"-symmetry against the A-group of the transformations preserving the parallelism is the meaning of the additional introduction of a "super-gravity" field in the matter Lagrangian discussed in many papers, today (cf. Nieuwenhuizen, 1977).

By super-symmetrie against Einstein's extended relativistic group "T + A" the so-called "Einstein—Cartan problem" of the physical role of the vector-torsion Γ_k in the cases of "non-minimal coupling" between gravitation and matter becomes meaningless. However, without additional terms of "super-gravity" the general relativistic theory of spinor fields cannot be invariant against Einstein's "super-gauge-transformations" (7).

Then, we must fix the vector torsion Γ_k by a special gauge of the connections (19), and the torsion Γ_k becomes physically significant for the spinor dynamics.

According to the purely metrical point of view the connection Γ_{kl}^i in a Riemannian space-time are defined a priori as the Christoffel symbols

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{kl}^{+i} = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{ir} (-g_{kl,r} + g_{lr,k} + g_{rk,l}).$$

The Einstein—Hilbert Lagrangian in this purely metrical representation of General Relativity is a functional $\mathfrak{L} = \mathfrak{L}[g_{\text{min}}] = \int \sqrt{-g} R$ of the metrical tensor g_{kl} , alone. —Working with Palatini's formulas Einstein (1923) and Weyl (1950) additionally postulate the symmetry $\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{lk}^i$. In both cases we have the special gauge $\Gamma_k = 0$. —However, the Einstein—Cartan theories of gravitation postulate a gauge with non-vanishing Γ_k .

Non-special gauges of the connections (19) have a basis in the frame-work of General Relativity. The principle of equivalence implies the equivalence of all connections Γ_{kl}^i which preserve the parallelism (4) and, therefore, the arbitrary choice of Γ_k . Without "super-gravity" General Relativity cannot completely describe the interaction between gravitation and spinor fields, since spinor dynamics is depending on the choice of Γ_k , that is on the gauge of the connections Γ_{kl}^i .

This problem may be not significant for macroscopic bodies since macroscopical matter has the properties of spin-less particles (with equations (13)).—But, this assertion is not very sure. Ambartsumian (1975) suggests the conception of “proto-matter“ which is given as macroscopic bodies with large masses \mathfrak{M} and very high densities (proto-stars, proto-galaxies and so on). According to Ambartsumian these bodies of proto-matter are “baryons“ with very high “baryon-numbers“ and very high spins $\sim (f/c)\mathfrak{M}^2$. Therefore, the proto-matter may be macroscopic spinor-matter and the dynamics of proto-matter may be dependent on the vector torsion Γ_k .

By this, we may have some new arguments in respect to the introduction of a tele-parallelism in the space-time (Cartan, 1926; Einstein, 1928; cf. Treder, 1971) to describe the interaction between gravitational and spinor fields (cf. Weyl, 1950).

Working with locally fixed tetrad fields h_i^A with

$$g_{ik} = \eta_{\lambda B} h_i^A h_k^B, \quad h_A^i = \eta_{\lambda B} g^{ik} h_k^B \quad (A, B = 1, 2, 3, 4)$$

(η_{AB} = Minkowski-tensor)

we can introduce Einstein's and Cartan's transport coefficients

$$\Gamma_{kl}^i = \Delta_{kl}^i = h_A^i h_{k,l}^A = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} + h_A^i D_l^+ h_k^A \quad (24)$$

as connections additional to the Christoffel symbols $\Gamma_{kl}^i = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\}$.

The Δ_{kl}^i define an absolute parallelism with vanishing curvature:

$$\Gamma_{klm}^i [\Delta_{st}^r] = 0$$

but with non-vanishing torsion

$$\Gamma_{\underset{\vee}{kl}}^i = \Delta_{\underset{\vee}{kl}}^i = \frac{1}{2} h_A^i (h_{k,l}^A - h_{l,k}^A) \quad (25)$$

and with Einstein's torsion vector

$$\Phi_k = \Gamma_k' = \Delta_{\underset{\vee}{kl}}^l = \frac{1}{2} h_A^l (h_{k,l}^A - h_{l,k}^A). \quad (26)$$

Therefore, the absolute parallelism (22) defines a vector $\Gamma_k = \Phi_k$, and we are able to introduce a generalization (18) of the Christoffel affinities according to

$$\Gamma_{kl}^i = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} - \frac{2}{3} \delta_{kl}^i \Phi_l = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} - \frac{1}{3} \delta_k^l h_A^r (h_{l,r}^A - h_{r,l}^A), \quad (27)$$

This vector torsion Φ_k is defined by locally fixed tetrads, only.

In spinor-analysis we have to work with tetrad fields h_i^A but, these tetrads are locally Lorentz-covariant systems in General Relativity (cf. Treder, 1971), and, therefore, we can give the Φ_k arbitrary values. This means, the extended relativistic symmetry may be connected with the local Lorentz-covariance of the frames of reference h_i^A . Generally, tele-parallelism will be an alternative conception with respect to super-symmetry and super-gravity.

REFERENCES

- Ambartsumian V. A.*, 1975, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 15N.
Cartan E., 1926, Proc. Kon. Akad., Amsterdam, **29**, 803.
Einstein A., 1923, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 137.
Einstein A., 1925, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 414.
Einstein A., 1928, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 217.
Einstein A., 1945, Ann. Math., Princeton, **46**, 578.
Einstein A., 1950a, *Generalized Theory of Gravitation*, Appendix II of "The Meaning of Relativity", 3. ed. Princeton, University Press.
Einstein A., 1950b, *Relativistic Theory of the Non-Symmetric Field*, Appendix II of "The Meaning of Relativity", 4. ed. Princeton, University Press.
Einstein A., 1953, in *L. de Broglie, Physicien et Penseur*, Michel, Paris, p. 337.
Eisenhart L. P., 1927, *Non Riemannian Geometry*, New York, American Math. Soc.
Nieuwenhuizen P. V., 1977, in *Asymptotic Structure of Space-Time*, Plenum Press, New York.
Schrödinger E., 1950, *Space-Time Structure*, Cambridge, University Press.
Treder H.-J., 1971, *Gravitationstheorie und Äquivalenz-prinzip*, Akademie-Verlag, Berlin.
Weyl H., 1950, Phys. Review, **77**, 699.

ГИПЕРСИММЕТРИЯ И ОБОБЩЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ГРУППЫ ЭЙНШТЕЙНА

ГАНС-ЮРГЕН ТРЕДЕР

Центральный институт астрофизики,
Академия наук, Потсдам—Бабельсберг, ГДР

1. А-ГРУППА СВЕРХМАСШТАБНЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЭЙНШТЕЙНА

Для несимметричных аффинных связей $\Gamma_{kl}^i \neq \Gamma_{lk}^i$ мы пишем ковариантные производные вектора A^i (работая с «плюс-минус» формализмом Эйнштейна, Эйнштейн, 1945, 1950а):

$$D_l A^i = D_l A^+ = A^i_{,l} + \Gamma_{rl}^i A^r \quad (1a)$$

и

$$D_l A^i = A^i_{,l} + \Gamma_{lr}^i A^r = D_l A^+ - 2\underset{\vee}{\Gamma}_{rl}^i A^r. \quad (1б)$$

В этих уравнениях разность

$$\underset{\vee}{\Gamma}_{kl}^i = \frac{1}{2} (\Gamma_{kl}^i - \Gamma_{lk}^i) \quad (2a)$$

представляет собой тензор кручения, и обе аффинные связи Γ_{kl}^i и Γ_{lk}^i отличаются на значение этого тензора $\underset{\vee}{\Gamma}_{kl}^i$

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{lk}^i + (\Gamma_{kl}^i - \Gamma_{lk}^i) = \Gamma_{lk}^i + 2\underset{\vee}{\Gamma}_{kl}^i \quad (2б)$$

(Эйнштейн, 1950а, 1950б; Шрёдингер, 1950). С другой аффинной связью Γ_{kl}^{*i} мы определяем ковариантные производные

$$D_l^* A^i = A^i_{,l} + \Gamma_{rl}^{*i} A^r, \quad (3a)$$

и разницу связей

$$\Gamma_{kl}^{*i} - \Gamma_{kl}^i = \Lambda_{kl}^i \quad (3б)$$

является тензором Λ_{kl}^i .

Фундаментальной концепцией для аффинных геометрий и теорий аффинных полей (Эйнштейн, 1923) является «параллелизм переноса относительно кривой $x^l = x^l(\tau)$ » Леви-Чивита (Эйзенхарт, 1927). Этот параллелизм дается уравнениями

$$[A^i D_l A^k - A^k D_l A^i] \frac{dx^l}{d\tau} = 0. \quad (4)$$

Таким параллелизмом связи Γ_{kl}^i определяются не полностью. Изменения связей согласно

$$\Gamma_{kl}^{*i} = \Gamma_{kl}^i + \delta_k^i \lambda_l \quad (5)$$

сохраняет параллелизм (Эйзенхарт, 1927):

$$A^i D_l A^k - A^k D_l A^i = A^i D_l A^k - A^k D_l A^i. \quad (5a)$$

λ_l является произвольным вектором. Тензоры кривизны изменяются с помощью преобразований: имеем

$$R_{klm}^i [\Gamma] = \Gamma_{kl, m}^i - \Gamma_{km, l}^i - \Gamma_{sl}^i \Gamma_{km}^s + \Gamma_{sm}^i \Gamma_{kl}^s, \quad (6a)$$

однако

$$R_{klm}^{*i} [\Gamma^*] = R_{klm}^i + \delta_k^i (\lambda_{l, m} - \lambda_{m, l}). \quad (6b)$$

Преобразования (5) являются А-группой «сверхмасштабных» преобразований Эйнштейна связей:

$$\Gamma_{kl}^{*i} = A(\Gamma_{kl}^i) = \Gamma_{kl}^i + \delta_k^i \lambda_l. \quad (7)$$

Т-группа общих координатных преобразований $\bar{x}^i = \bar{x}^i(x^k)$ и А-группа (7) вместе определяют обобщение Эйнштейна релятивистской группы (Эйнштейн, 1953).

Кривизна R_{klm}^i является инвариантом относительно специальных масштабных преобразований с $\lambda_k = \lambda_{,k}$ только. Однако общая теория относительности может обладать гиперсимметрией Эйнштейна относительно Т- и А-преобразований. Конечно, для симметричного матричного тензора $g^{kl} = g^{lk}$ Эйнштейновский лагранжиан $\mathfrak{L}[g_{ik}, \Gamma_{mn}^r]$ гравитационного поля является А-инвариантом:

$$\begin{aligned} \mathfrak{L} &= \sqrt{-g} g^{kl} R_{kl} = \sqrt{-g} \frac{1}{2} \delta_l^m (R_{klm}^l + R_{lkm}^l) g^{kl} = \sqrt{-g} R = \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{-g} g^{kl} (R_{kl}^* + R_{kl}^*) = \sqrt{-g} g^{kl} R_{kl}^* = A(\mathfrak{L}). \end{aligned} \quad (8)$$

Этот лагранжиан \mathfrak{L} может быть функционалом $\mathfrak{L} = \mathfrak{L}[g, \Gamma]$ 10 тензорных переменных $g_{kl} = g_{lk}$ и 64 переменных Γ_{kl}^i согласно

пониманию Эйнштейна (1925) формулы Палатини для вариации кривизны. Плотность $\mathcal{L}_{\text{matter}}$ может быть лагранжианом материальных полей и

$$-\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta \mathcal{L}_{\text{matter}}}{\delta g^{ik}} = T_{ik} \quad (9)$$

является симметричным тензором материи Гильберта. Тогда уравнения поля в общей теории относительности будут:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta (\mathcal{L} + \mathcal{L}_{\text{matter}})}{\delta g^{ik}} &= \frac{1}{2} (R_{ik} + R_{ki}) - \frac{1}{2} g_{ik} R - T_{ik} = \\ &= \frac{1}{2} (R_{ik}^* + R_{ki}^*) - \frac{1}{2} g_{ik} R^* - T_{ik} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

и (с тензорными плотностями $\eta^{kl} = \sqrt{-g} g^{kl} = \eta^{lk}$):

$$\begin{aligned} \frac{\delta (\mathcal{L} + \mathcal{L}_{\text{matter}})}{\delta \Gamma_{kl}^m} &= -\eta_{,m}^{kl} + \frac{1}{2} \eta^{kl} (\Gamma_{sm}^s + \Gamma_{ms}^s) - \eta^{kr} \Gamma_{mr}^l - \eta^{rl} \Gamma_{rm}^k + \\ &+ \eta^{kl} \Gamma_m + \delta_m^l \left[\eta_{,s}^{ks} - \frac{1}{2} \eta^{kr} (\Gamma_{sr}^s + \Gamma_{rs}^s) + \eta^{rs} \Gamma_{sr}^k + \eta^{kr} \Gamma_{sr}^s \right] + \\ &+ \delta_m^l \eta^{ks} \Gamma_s + \frac{\delta \mathcal{L}_{\text{matter}}}{\delta \Gamma_{kl}^m} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

В уравнениях (11) вектор Γ_k является вектором кручения

$$\Gamma_k = \frac{1}{2} (\Gamma_{ks}^s - \Gamma_{sk}^s) = \Gamma_{\underset{\vee}{ks}}^s. \quad (12)$$

Для феноменологической материи (а также для физических тензорных полей) лагранжиан материи $\mathcal{L}_{\text{matter}}$ не зависит от связей Γ_{kl}^i явным образом

$$\frac{\delta \mathcal{L}_{\text{matter}}}{\delta \Gamma_{kl}^m} = 0. \quad (13)$$

Следовательно, уравнения (11) (написанные с учетом «плюс-минус» формализма Эйнштейна, Эйнштейн, 1945, 1950а) означают

$$-\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \Gamma_{kl}^m} = D_m \eta^{kl} - \delta_m^l D^r \eta^{kr} - \eta^{kl} \Gamma_m - \delta_m^l \eta^{ks} \Gamma_s = 0. \quad (14)$$

Свертывание и комбинирование уравнений (14) дает:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_m^{kl} &= D_m \eta^{++} - 2\eta^{kl} \Gamma_m + \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r + \eta^{kr} (\Gamma_{mr}^l - \Gamma_{rm}^l) = \\ &= D_m \eta^{+-} - \eta^{kl} \Gamma_m + \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Однако 64 алгебраические уравнения (15) для 64 компонент не являются полностью независимыми. 4 уравнения (15) выполняются тождественно: мы имеем, учитывая $g^{kl} = g^{lk}$:

$$\mathfrak{B}_i^{kl} = \mathfrak{B}_i^{lk}. \quad (15a)$$

64 алгебраически независимых уравнения

$$D_m g^{+-} = D_m g^{kl} + g^{kr} (\Gamma_{mr}^l - \Gamma_{rm}^l) = 0 \quad (16)$$

с $g^{kl} = g^{lk}$ дают 40 независимых уравнений

$$D_m g^{kl} = g_{,m}^{kl} + g^{kr} \Gamma_{rm}^l + g^{rl} \Gamma_{rm}^k = 0 \quad (17a)$$

и 24 условия симметрии

$$\Gamma_{mn}^r = \Gamma_{nm}^r \quad (17b)$$

(Шрёдингер, 1950). С помощью этих 64 алгебраических условий Γ_{kl}^i становятся символами Христовфеля для g_{kl}

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{kl}^{+i} = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{ir} (-g_{kl,r} + g_{lr,k} + g_{rk,l}). \quad (18)$$

Однако 60 алгебраически независимых уравнений $\mathfrak{B}_m^{kl} = 0$ определяют связи Γ_{kl}^i только до А-преобразований. Вместе с символами Христовфеля $\Gamma_{kl}^{+i} = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\}$ и $\Gamma_k^+ = 0$ каждая связь

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{kl}^{+i} - \delta_k^i \lambda_l = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} - \frac{2}{3} \delta_k^i \Gamma_l \quad (19)$$

является также решением уравнений (14). Со связями (18) мы получаем как плюс-минус производные плотности метрического тензора η^{kl} :

$$\begin{aligned} D_m \eta^{+-} &= D_m^+ \eta^{kl} + \eta^{kl} \Gamma_m - \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r = \\ &= \eta^{kl} \Gamma_m - \frac{2}{3} \delta_m^l \eta^{kr} \Gamma_r. \end{aligned} \quad (19a)$$

Это означает, что в общей теории относительности и в случаях чисто гравитационных полей или феноменологической материи (с уравнением (13)) вектор кручения

$$\Gamma_{\kappa} = \frac{1}{2} (\Gamma_{kl}^l - \Gamma_{lk}^l) = \frac{2}{3} \lambda_{\kappa} \tag{20}$$

произвольно остается. Для феноменологической материи принцип эквивалентности Эйнштейна означает независимость динамики частиц от выбора вектора кручения Γ_{κ} . Феноменологическая (макроскопическая) общая теория относительности является инвариантной относительно гипер-группы «Т+А» Эйнштейна. Поэтому в феноменологической общей теории относительности любая связь, которая сохраняет данный параллелизм (4), совместима с уравнениями поля, принципом эквивалентности, а условия интегрируемости уравнений поля определяют ту же динамику (те же уравнения движения частиц).

II. СВЕРХГРАВИТАЦИЯ ИЛИ ТЕЛЕ-ПАРАЛЛЕЛИЗМ?

Однако мы имеем совершенно другое положение в теории Эйнштейна—Шрёдингера (Эйнштейн, 1950а, 1950б; Шрёдингер, 1950) несимметричного поля $g_{kl} \neq g_{lk}$, обсужденное самим Эйнштейном (1953). В ней лагранжиан

$$\mathfrak{L} = \sqrt{-g} g^{kl} R_{kl}$$

изменяется с помощью преобразований (7):

$$A(\mathfrak{L}) = \mathfrak{L}^* [g_1 \Gamma^*] = \mathfrak{L} - \frac{1}{2} \sqrt{-g} (g^{kl} - g^{lk}) (\lambda_{k,l} - \lambda_{l,k})$$

а «сверхмасштабная» симметрия подразумевает четыре условия

$$\mathfrak{B}_k^{ik} - \mathfrak{B}_k^{ki} = (\eta^{ik} - \eta^{ki})_{,k} = 0 \tag{21}$$

для η^{ik} вместо тождественности (15а).

Сверхсимметрия будет нарушена также явной зависимостью лагранжиана материи $\mathfrak{L}_{\text{matter}}$ от связей Γ_{kl}^i . Тогда вместо тождества (15а) мы будем иметь четыре условия

$$\frac{2\delta \mathfrak{L}_{\text{matter}}}{\delta \Gamma_{\kappa}^i} = \delta_l^m \frac{\delta \mathfrak{L}_{\text{matter}}}{\delta (\Gamma_{kl}^m - \Gamma_{lk}^m)} = 0. \tag{22}$$

Эти условия будут четырьмя дополнительными уравнениями относительно поля материи, если лагранжиан $\mathfrak{L}_{\text{matter}}$ линейно зависит от Γ_{kl}^i .

Такая линейная зависимость

$$\frac{\partial \mathcal{L}_{\text{matter}}}{\partial \Gamma_{kl}^m} \Gamma_{kl}^m = \mathcal{L}_{\text{matter}} \quad (23)$$

существует для спинорных полей (сравни: Вейл, 1950). Поэтому постулирование А-симметрии Эйнштейна для общей релятивистской теории спинорной материи дает дополнительные условия относительно структуры лагранжиана материи: уравнения (22) должны быть удовлетворены тождественно.

Это следствие «сверхмасштабной» симметрии Эйнштейна относительно преобразований группы А, сохраняющих параллелизм, означает дополнительное введение «сверхгравитационного» поля в лагранжиан материи, обсужденное во многих нынешних работах (сравни: Ниеуненхузен, 1977).

При сверхсимметрии относительно расширенной релятивистской группы «Т+А» Эйнштейна так называемая «проблема Эйнштейна—Картана» о физической роли вектора кручения Γ_k в случаях «неминимального сопряжения» между гравитацией и материей становится бессмысленной. Однако без дополнительных полей не может быть инвариантной относительно «сверхмасштабных преобразований» (7) Эйнштейна.

В таком случае мы должны фиксировать вектор кручения Γ_k с помощью специального масштаба связей (19), и кручение Γ_k становится физически значимым для спинорной динамики.

Согласно чисто метрической точке зрения связи Γ_{kl}^i в Римановском пространстве — времени определяются а priori как символы Хриstoffеля

$$\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{kl}^{+i} = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{ir} (-g_{kl,r} + g_{lr,k} + g_{rk,l}).$$

Лагранжиан Эйнштейна — Гильберта $\mathcal{L} = \mathcal{L}[g_{\min}] = \sqrt{-g} k$ в этом чисто метрическом представлении общей теории относительности является функционалом только метрического тензора g_{kl} . Опираясь формулами Палатини, Эйнштейн (1923) и Вейл (1950) постулировали дополнительно симметрию $\Gamma_{kl}^i = \Gamma_{lk}^i$. В обоих случаях мы имеем специальный масштаб $\Gamma_k = 0$. Однако теории гравитации Эйнштейна — Картана постулируют масштаб с исчезающим Γ_k .

Не специальные масштабы связей (19) имеют основание в рамках общей теории относительности. Принцип эквивалентности подразумевает эквивалентность всех связей Γ_{kl}^i , которые сохраняют параллелизм (4) и, следовательно, произвольный выбор Γ_k . Без «сверхтяготения» об-

щая теория относительности не может полностью описать взаимодействие между гравитацией и спинорными полями, так как спинорная динамика зависит от выбора Γ_k , т. е. от масштаба связей.

Эта задача может быть не существенна для макроскопических тел, так как макроскопическая материя имеет свойства бесспиновых частиц (с уравнением (13)). Но это утверждение не является очень уверенным. Амбарцумян (1975) предлагает концепцию «протоматерии», которая определяется как макроскопические тела с большими массами \mathfrak{M} и очень высокими плотностями (протозвезды, протогалактики и т. д.). Согласно Амбарцумяну, эти тела протоматерии могут оказаться «барионами» с очень большими «барионными числами» и очень большими спинами $\sim (f/c) \mathfrak{M}^2$. Поэтому протоматерия может быть макроскопической спинорной материей, и динамика протоматерии может быть зависимой от вектора кручения Γ_k .

При этом мы можем иметь некоторые новые аргументы относительно введения теле-параллелизма в пространство — время (Картан, 1926; Эйнштейн, 1928; сравни: Тредер, 1971), чтобы описывать взаимодействие между гравитационными и спинорными полями (сравни: Вейл, 1950).

Опираясь локально фиксированными тетрадными полями h_i^A с

$$g_{ik} = \eta_{AB} h_i^A h_k^B, \quad h_A^i = \eta_{AB} g^{ik} h_k^B \quad (A, B = 1, 2, 3, 4)$$

где η_{AB} = тензор Минковского, мы можем ввести коэффициенты переноса Эйнштейна и Картана

$$\Gamma_{kl}^i = \Delta_{kl}^i = h_A^i h_{k,l}^A = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} + h_A^i D_l^+ h_k^A \quad (24)$$

как связи, дополнительные к символам Хриstoffеля $\Gamma_{kl}^i = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\}$.

Величины Δ_{kl}^i определяют абсолютный параллелизм с исчезающей кривизной:

$$\Gamma_{klm}^i [\Delta_{st}^r] = 0,$$

но с неисчезающим кручением

$$\Gamma_{kl}^i = \Delta_{kl}^i = \frac{1}{2} h_A^i (h_{k,l}^A - h_{l,k}^A) \quad (25)$$

и с вектором кручения Эйнштейна

$$\Phi_k = \Gamma_k = \Delta_{kl}^l = \frac{1}{2} h_A^l (h_{k,l}^A - h_{l,k}^A). \quad (26)$$

Следовательно, абсолютный параллелизм (22) определяет вектор $\Gamma_k = \Phi_{\dot{\alpha}}$, и мы в состоянии ввести некоторое обобщение (18) скобок Христовфеля согласно

$$\Gamma_{kl}^i = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} - \frac{2}{3} \delta_k^i \Phi_l = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} - \frac{1}{3} \delta_k^i h_A^r (h_{l,r}^A - h_{r,l}^A). \quad (27)$$

Этот вектор кручения Φ_k определяется только локально фиксированными тетрадами.

В спинорном анализе мы вынуждены работать с тетрадными полями h_i^A , но эти тетрады являются локально ковариантными по Лоренцу системами в общей теории относительности (сравни: Тредер, 1971), и поэтому мы можем Φ_k давать произвольные значения. Это означает, что расширенная релятивистская симметрия может быть связана с локальной Лоренцевой ковариантностью систем отнесения h_i^A . В общем, телепараллелизм будет альтернативной концепцией по отношению к сверхсимметрии и сверхгравитации.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Ambarzumian V. A.*, 1975, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 15N.
Weyl H., 1950, Phys. Review, **77**, 699.
Cartan E., 1926, Proc. Kon. Akad., Amsterdam, **29**, 803.
Nieuwenhuizen P. V., 1977, in *Asymptotic Structure of Space-Time*, Plenum Press, New York.
Schrödinger E., 1950, *Space-Time Structure*, Cambridge, University Press.
Treder H.-J., 1971, *Gravitationstheorie und Äquivalenzprinzip*, Akademie-Verlag, Berlin.
Einstein A., 1923, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 137.
Einstein A., 1925, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 414.
Einstein A., 1928, Sitzungsber. Akad. Wiss., Berlin, 217.
Einstein A., 1945, Ann. Math., Princeton, **46**, 578.
Einstein A., 1950a, *Generalized Theory of Gravitation*, Appendix II of "The Meaning of Relativity", 3, ed. Princeton, University Press.
Einstein A., 1950b, *Relativistic Theory of the Non-Symmetric Field*, Appendix II of "The Meaning of Relativity", 4, ed. Princeton, University Press.
Einstein A., 1953, in *L. de Broglie, Physicien et Penseur*, Michel, Paris, p. 337.
Eisenhart L. P., 1927, *Non Riemannian Geometry*, New York, American Math. Soc.

ОБ АКТИВНОСТИ ЯДЕР ГАЛАКТИК С UV КОНТИНУУМОМ

Э. Е. ХАЧИКЯН

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Академия наук Армянской ССР, СССР

В истории науки редко встречаются случаи, когда ученый за свою жизнь одну за другой выдвигает новые идеи, в корне противоречащие установившимся научным понятиям и традициям. Еще реже такие идеи пробивали себе дорогу в бесконечных зигзагах науки и жизнеутверждались в ходе ее развития.

К таким ученым несомненно относится академик В. А. Амбарцумян. Его идеи о разрушении звездных скоплений, о статистике двойных звезд и возрасте Галактики, звездных ассоциациях, взрывных процессах, связанных с вспыхивающими звездами и фуорами, и, наконец, об активности ядер галактик являлись в свое время неожиданными и оригинальными и были предметом горячих споров и дискуссий. Часто они казались даже неправдоподобными. Однако постепенно многие из них завоевывали признание во всем мире.

В настоящей заметке нам хотелось бы коснуться некоторых аспектов идеи В. А. Амбарцумяна об активности ядер галактик.

Лет 25—30 тому назад галактики представлялись как вполне сформировавшиеся, спокойные системы с большим прошлым и без коренных изменений в будущем. Поэтому исследование строения галактик в большинстве случаев ограничивалось их классификацией и общей фотометрией, при этом за основу брались лишь внешние морфологические особенности и мало обращалось внимания на устройство их центральных областей. В. А. Амбарцумян был первый, кто обратил особое внимание на значение ядер галактик, которые являются характерной деталью почти всех галактик высокой светимости. Эта замечательная особенность галактик долгое время находилась вне внимания астрономов. Роль ядер в эволюции галактик явно недооценивалась.

Во второй половине 50-х годов наступает новый период во внегалактических исследованиях, после того как была выдвинута новая концепция о фундаментальной роли ядер галактик в их жизни и эволюции (Амбарцумян, 1958, 1968). Конечно она возникла не на голом месте.

Ей предшествовал ряд замечательных открытий, приведший к пересмотру наших представлений о мире галактик.

Это в первую очередь отождествление одного из мощных радиоисточников Лебедь А с галактикой, имеющей два ядра (Бааде и Минковский, 1954). Идентичная картина была наблюдаена также и у радиоисточника Персей А (NGC 1275). Важную роль сыграли также две работы: Аро (1956), открывшего 44 галактики, имеющие необычный голубой цвет, и, в особенности, Сейферта (1943). Здесь следует подчеркнуть значение работы Сейферта, ставшей классической. Галактики, исследованные им, выделяются большой светимостью их ядер и, что особенно важно, шириной бальмеровских эмиссионных линий. Большая ширина эмиссионных линий указывает на то, что в ядрах этих галактик, получивших в дальнейшем название «сейфертовских», турбулентные движения газовых облаков имеют иногда скорости более 3000 км/сек. Теперь кажется весьма странным и удивительным, что эта очень важная работа Сейферта осталась без должного внимания в течение последующих почти 20 лет. Только после обнародования идеи Амбарцумяна об активности ядер галактик астрофизики вернулись к этой работе, и началось систематическое исследование галактик Сейферта.

В Бюраканской обсерватории также были начаты работы по обнаружению галактик с активными ядрами. На существование голубых выбросов и сгущений, связанных с близлежащими активными эллиптическими галактиками, впервые было указано Амбарцумяном и Шахбазян (1957). В дальнейшем Стоктон (1968) показал, что эти объекты действительно связаны с галактиками и имеют сходные с ассоциациями эмиссионные спектры. Затем, по инициативе В. А. Амбарцумяна, в Бюракане с помощью 40" телескопа системы Шмидта в сочетании с объективной призмой с тем же диаметром Б. Е. Маркаряном в середине 60-х годов был успешно начат обзор неба с целью обнаружения галактик с аномальным спектром. Эта работа в настоящее время все еще продолжается, и на сегодняшний день обнаружено более 1200 объектов, характерной особенностью которых является наличие в их спектрах аномального ультрафиолетового избытка.

На основании общего вида спектра на снимках с объективной призмой Маркарян (1967) различает два основных типа объектов: «s» и «d». Галактики, отнесенные к типу «s», имеют узкие, резко очерченные по высоте непрерывные спектры, подобно спектрам звезд. По характеру распределения энергии эти объекты сходны с квазизвездными объектами и ядрами сейфертовских галактик. К типу же «d» отнесены объекты, спектры которых имеют диффузный вид со слабым непрерывным спектром. В целом такие спектры похожи на спектры компактных ассоциаций голубых звезд и газовых туманностей.

Подробное спектральное исследование галактик с ультрафиолетовым избытком показало (Хачикян, 1968; Арп, Хачикян, Линде и Видман, 1968; Видман и Хачикян, 1968, 1969), что они являются весьма интересными объектами, обладающими тем или иным признаком активности согласно концепции Амбарцумяна.

Выяснилось, что более 85% объектов Маркаряна имеют эмиссионный спектр, причем яркость эмиссионных линий находится в прямой зависимости от величины ультрафиолетового избытка, т. е. можно сделать вывод, что наличие сильного ультрафиолетового континуума тесно связано с образованием эмиссионного спектра и чем интенсивнее непрерывный спектр в видимом ультрафиолете, тем интенсивнее эмиссионные линии.

Стало ясным также, что спектры этих объектов тем не менее существенно отличаются друг от друга по степени возбуждения эмиссионных линий и их ширин. Оказалось также, что и по морфологическим особенностям они сильно различаются: среди галактик Маркаряна встречаются как голубые галактики Арп, компактные галактики Цвикки, галактики типа N, так и спиральные и иррегулярные галактики. Весьма существенным является открытие среди этих объектов галактик типа Сейферта и квазаров.

Другой особенностью объектов с UV континуумом является сильное различие величин красных смещений, находящихся в большом интервале между $z = 0.002$ и $z = 1.75$. Поэтому они сильно отличаются и по своим светимостям, так как их видимые звездные величины лежат в основном в сравнительно узком интервале ($14^m.5 - 16^m.6$). Наряду с сверхгигантами с $M_B = -22^m$, встречаются объекты, абсолютная величина которых порядка -13^m , т. е. порядка светимостей сверхассоциаций или ярких ассоциаций (Амбарцумян, 1964; Амбарцумян, Искударян, Шахбазян и Саакян, 1963). А Маркарян 132 с $z = 1.75$ отличается своей рекордной абсолютной яркостью $M_V \sim -28^m$ (Сарджент, 1972). Таким образом, даже не принимая во внимание Маркарян 132, являющийся исключительным объектом, светимости объектов с UV континуумом различаются на четыре порядка.

Как отмечалось выше, галактики с UV избытком показывают признаки активности. Что же подразумевается под «активностью» галактик? Согласно Амбарцумяну (1965) она проявляется в следующих формах:

1. Истечение обычной газовой материи из области ядра со скоростью до сотен километров в секунду.

2. Непрерывное испускание потока релятивистских частиц или других агентов, производящих частицы высоких энергий, в результате чего вокруг ядер может образоваться радиогало.

3. Эруптивные выбросы газовой материи (M 82).

4. Эруптивные выбросы концентраций релятивистской плазмы (NGC 4486, 5128).

5. Выбросы голубых сгущений, имеющих абсолютные светимости порядка светимостей карликовых галактик. При этом возможно деление ядра на два или более сравнимых компонента, дающих начало образованию кратных галактик.

Оказывается, что среди галактик с UV континуумом намного чаще встречаются объекты, показывающие те или иные признаки активности, причем она связана именно с ядром галактики. Рассмотрим несколько характерных примеров.

1. *Сейфертовские галактики.* Примерно 10% галактик Маркаряна показывают спектральные признаки, характерные для сейфертовских галактик. Нам хотелось бы остановиться на некоторых из этих галактик, которые спектроскопически детально исследованы (Хачикян и Видман, 1971а). Выяснилось, что сейфертовские галактики по интенсивности эмиссионных водородных и запрещенных линий делятся на два класса: Sy1 и Sy2. Галактики первого типа имеют очень широкие и яркие линии водорода и очень узкие и слабые запрещенные линии [N II], [O II], [O III], [Ne III] и т. д. Отношение интенсивностей линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 к H_{β} у них меньше 1. В галактиках же второго типа, наоборот, запрещенные линии так же широки, как и водородные, а интенсивность линий [O III] на порядок превосходит таковую для H_{β} . Типичными представителями Sy1 являются Маркарян 9 и 10, абсолютная яркость ядер которых в U лучах равна $M_U = -21^m3$, -20^m4 , соответственно. Рекордную яркость среди Sy1 имеет Маркарян 478, у которой $M_U = -23^m3$. Ширина водородных линий в этих галактиках соответствует доплеровским скоростям порядка 3000—5000 км/сек. В то же самое время ядра Sy1 очень компактны и звездообразны подобно квазарам. Болومترическая светимость их довольно высока — от 10^{42} до 10^{46} эрг/сек (Штейн и Видман, 1976).

Большинство известных сейфертовских галактик относятся к типу Sy1. Галактики второго типа уступают им как в силе ультрафиолетового избытка, так и в абсолютной яркости. Однако степень возбужденности и активности у галактик Sy2 довольно высока. Блестящим примером служит Маркарян 6. Хотя явление активности можно считать твердо установленным наблюдательным фактом, тем не менее взрывы

в ядрах галактик непосредственно до сих пор не наблюдались. Впервые спектральные изменения, указывающие на возможный взрыв в ядре, удалось обнаружить именно у Маркарян 6 (Видман и Хачикян, 1970; Хачикян и Видман, 1971б).

Спектроскопические наблюдения этой галактики, выполненные с перерывами, в течение трехлетнего периода, показывают, что в спектре Маркарян 6 в пределах одного года появились новые эмиссионные компоненты H_α и H_β , смещенные в сторону коротких длин волн от основных линий на величину, соответствующую доплеровской скорости порядка 3000 км/сек. Это говорит в пользу появления нового газового облака, имеющего столь большую лучевую скорость. Общая масса излучающей материи по грубым оценкам оказалась порядка одной солнечной массы. Масса же всего водородного облака, выброшенного из ядра, оценивается в несколько сот солнечных масс (Гюльбудагян, 1971).

Таким образом, *из ядер галактик Sy2 может иметь место истечение материи, которое в конечном счете может повлиять на внешнюю структуру галактик в целом.*

Дальнейшее детальное спектрофотометрическое исследование Маркарян 6 привело к предположению, что *из ядра этой галактики выброшено не одно, а два водородных облака в диаметрально противоположных от ядра галактики направлениях* (Хачикян, 1973).

Возможно благодаря именно этому мы являемся свидетелями перехода Маркарян 6 из одного класса (Sy2) в другой (Sy1).

2. *Маркарян 7 и 8, NGC 6306.* Эти галактики с UV избытком (UV избыток у NGC 6306 обнаружен М. А. Казаряном, см. Казарян и Хачикян, 1974) объединяет морфологическая и спектральная структура их центральных областей. Правда, детального спектрального исследования Маркарян 7 пока не проводилось, но ее внешнее сходство с Маркарян 8 настолько разительно (Каллоглян, 1971), что их спектральное подобие весьма вероятно.

Галактики эти отличаются очень интересными и необычными структурными и динамическими особенностями. Их центральные области заключают по пяти ярких сгущений, включенных в диффузную оболочку (Хачикян, 1972; Казарян и Хачикян, 1977). Спектры сгущений сходны и состоят из ярких эмиссионных линий водорода и запрещенных линий [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, [O II] λ 3727. Сгущения представляют собой сверхассоциации, или, как их часто называют в литературе, гигантские HII области. Например, самое яркое сгущение в Маркарян 8 имеет $M_{pg} = -18^m$ (Хачикян, 1972). Особо следует отметить различие лучевых скоростей отдельных сгущений в одной и той же галактике, достигающее до 600 км/сек

(Казарян и Хачикян, 1977). Электронная плотность в некоторых сгущениях равна около $2 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ (Казарян и Хачикян, 1977).

В этих объектах, по-видимому, ядра как бы расщеплены на отдельные сгущения, напоминающие сверхассоциации.

3. *Объекты-«близнецы» около Маркарян 261 и 262.* Эти голубые объекты расположены примерно на расстоянии $2'$ к северу от Маркарян 261 и 262. В синих лучах они выглядят в виде двух компактных сгущений, соединенных перемычками. В перемычках также наблюдаются два слабых сгущения. В красных лучах они почти исчезают, а перемычки становятся едва заметными. Расстояние между объектами-«близнецами» около 4 *кпс* в проекции на небесную сферу. Они вместе с Маркарян 261 и 262 имеют одинаковые красные смещения и несомненно образуют одну физически связанную систему (Арп, Айдман и Хачикян, 1974).

Замечательной особенностью этой системы является, во-первых, большое сходство объектов-«близнецов», внешний вид, размеры, лучевые скорости, светимости и спектры которых почти одинаковы. Во-вторых, линии, соединяющие пары Маркарян 261—262 и объекты-«близнецы», параллельны, хотя вероятность случайности совпадения очень мала. Интересно, что между этими парами имеется еще одна пара голубых объектов, также ориентированная параллельно первым двум. Лучевые скорости их не измерены, но если окажется, что и эта пара имеет одинаковое с этой системой красное смещение, тем самым уникальность всей системы будет еще более подчеркнута. Вероятно, здесь имеет место тот случай проявления активности, когда первоначальное тело делится на отдельные компоненты. Более того, имеется основание предположить, что система возникла как результат последовательной фрагментации (Амбарцумян, 1958). Иными словами, сперва тело, из которого возникла система «близнецов», отделилось от тела, из которого возникли Маркарян 261—262, а затем произошло разделение внутри каждой из этих систем.

4. *Галактики с UV избытком с кратными ядрами.* Недавно выяснилось, что среди галактик с UV избытком встречаются объекты с двойными и кратными ядрами (Петросян, Саакян и Хачикян, 1978). Из 620 исследованных галактик 59 имеют двойные и кратные ядра. Большинство компонент кратных ядер имеет размеры до 1 *кпс*, а двойных — от 1 до 3 *кпс*. Взаимное расстояние компонент кратных ядер не превышает 2 *кпс*, в двойных — 7 *кпс*. Абсолютные светимости компонент кратных ядер меняются в пределах от -9^m до -18^m , а двойных — от -12^m до -21^m . Другой важной особенностью кратных и двойных ядер является тот факт, что с увеличением расстояния между компонентами

ядер увеличивается их яркость. Кроме того, с увеличением этого расстояния в компонентах ядер все чаще появляются новые структурные детали (волокна, выбросы, спиральные рукава в зачаточном и недоразвитом состоянии). Интересно, что среди UV галактик с двойными ядрами встречаются и сейфертовские галактики (Маркарян 463, 673, 739, 789). Вообще среди галактик с UV избытком чаще, чем среди других типов галактик, встречаются объекты с двойными ядрами.

Эти данные говорят скорее в пользу гипотезы В. А. Амбарцумяна о разделении первоначального плотного ядра на отдельные компоненты, дальнейшем удалении их друг от друга и формировании отдельных структурных деталей.

Недавно выполнено спектральное наблюдение некоторых галактик с двойными ядрами в первичном фокусе 6-м телескопа САО АН СССР на спектрографе СП160 с ЭОП*. Результаты довольно любопытны.

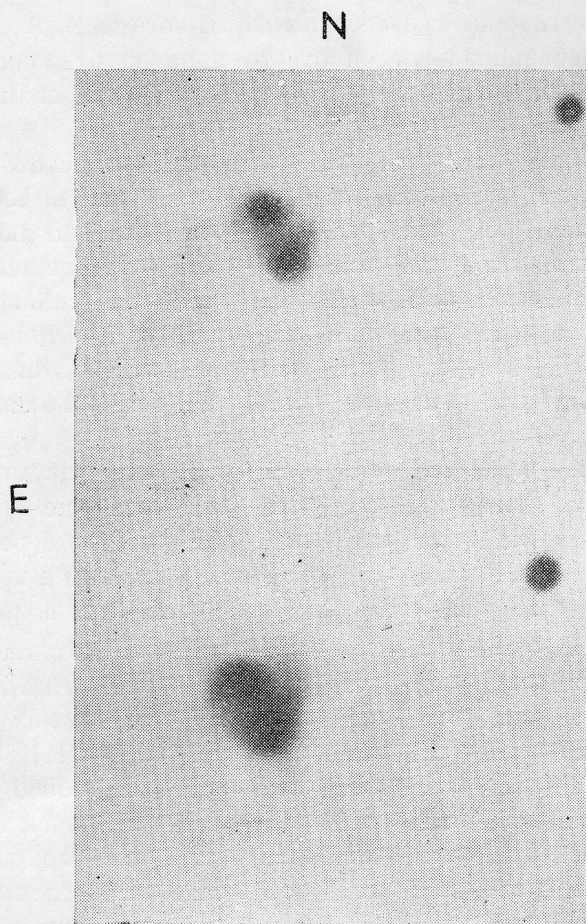
Результаты наблюдений показывают, что компоненты двойных ядер спектроскопически не тождественны и иногда сильно отличаются, как по виду спектра, так и по силе непрерывного спектра и интенсивности линий. Мы здесь не будем излагать результаты этой работы, но с позволения соавторов приведем данные об одном объекте, а именно Маркарян 266 (NGC 5256).

Маркарян 266 представляет собой галактику с двумя очень яркими сгущениями в центре (фиг. 1). Северное сгущение — компактнее и звездообразнее, чем южное. Из каждого сгущения берет начало по спиральному рукаву, длинному и развитому у южного и короткому и туго скрученному у северного. Абсолютная яркость компонентов соответственно равна $M_{pg} = -17^m.8$ и $-17^m.5$, а их размеры около 2.2 *кпс*, расстояние между ними равно 6.5 *кпс* (Петросян, Саакян и Хачикян, 1978). Спектры компонентов ядра очень похожи (фиг. 2). В них наблюдаются неширокие эмиссионные линии [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, [N II] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_α , [O I] λ 6300, [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β и H_γ , [Ne III] λ 3869, [O II] λ 3727. В поглощении наблюдаются линии D_1 и D_2 Na I, причем они сильнее у слабого компонента. Яркий компонент имеет и более яркую коротковолновую часть непрерывного спектра, а красная часть спектра у них примерно одинаковой яркости. У яркого компонента ярче и эмиссионные линии, кроме того у слабого компонента наблюдается также линия [O III] λ 4363.

Пожалуй можно утверждать, что компоненты ядра Маркарян 266 очень напоминают по своим физическим особенностям и по спектру

* Работа выполнена А. Р. Петросяном, К. А. Саакян и Э. Е. Хачикяном и в ближайшее время статья о спектральных исследованиях двойных ядер будет представлена для опубликования.

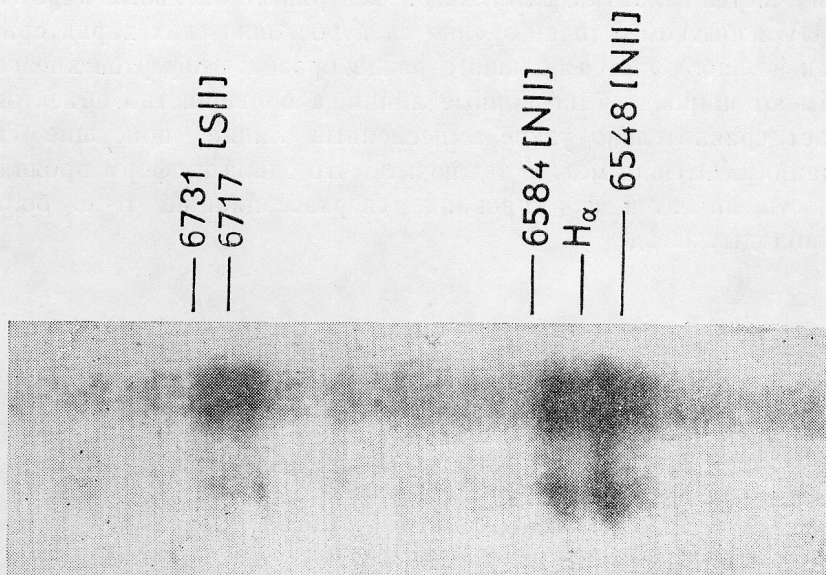
объекты-«близнецы», о которых говорилось в разделе 3. С той существенной разницей, что объекты-«близнецы» — это изолированная двойная система, а компоненты ядра Маркарян 266 являются составной частью галактики с диффузной оболочкой и спиральными рукавами, хотя и слабо развитыми. Это сходство может помочь в решении проблемы возникновения двойных ядер.



Фиг. 1. Фотография Маркарян 266, полученная в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории, на пластинке Kodak Па—О, экспозиция 25 мин. Репродукции сделаны с разной выдержкой для показа внутренней и внешней структуры галактики.

Но самым интересным кажется открытие того факта, что компоненты ядра Маркарян 266 вращаются и причем в противоположные стороны. Это хорошо заметно по наклону спектральных линий. На фиг. 2

приведен участок спектра у линии H_α , подтверждающий сказанное выше. Компоненты ядра вращаются со скоростью (в проекции на небесную сферу) 40 км/сек (яркий компонент) и 100 км/сек (слабый компонент), причем соприкасающиеся области их от нас удаляются. Разница же лучевых скоростей самих компонентов составляет примерно 150—200 км/сек. Вычисленные обычным методом массы компонентов оказались порядка $10^9 M_\odot$ и $6 \times 10^9 M_\odot$, а отношения масса — светимость $f/l \odot$ примерно 1 и 6, соответственно для яркого и слабого компонентов.



Фиг. 2. Спектр компонентов ядра Маркарян 266, полученный в первичном фокусе 6-м телескопа Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. Дисперсия около 85 Å/мм.

Из вышеприведенного описания компонентов ядер Маркарян 266 видно, что они по своим физическим характеристикам очень похожи на сверхассоциации.

Таким образом на основе анализа морфологических и спектроскопических данных одних лишь только объектов с UV избытком видно, что они проявляют себя как активные галактики, причем эта активность выражается в различных формах в согласии с концепцией В. А. Амбарцумяна.

Но здесь следует обратить еще раз внимание на то, что, хотя рассмотренные выше галактики различаются как по своим морфологическим характеристикам, так и по форме активности, всех их объединяет

наличие UV избытка. В целом похожи и их спектры, хотя и имеются различия в деталях и в ширине эмиссионных линий.

Сопоставляя эти данные, можно прийти к выводу, что физические причины активности несмотря на различия у этих объектов имеют общую природу.

В заключение отметим, что наблюдательные данные подтверждают, что основную роль в активности галактик играют их центральные области. Эта активность гораздо в меньшей степени зависит от морфологии внешних частей галактик. Если же рассматривать активные ядра галактик с UV избытком с точки зрения спектроскопических характеристик, то здесь не наблюдается большого разнообразия: сейфертовские галактики имеют широкие эмиссионные линии, а большинство объектов показывает сравнительно узкие эмиссионные линии, присущие сверхассоциациям. Отсюда можно заключить, что одной из форм проявления активности является формирование сверхассоциаций, т. е. больших групп молодых звезд.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Амбарцумян В. А., 1958, Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, **11**, 9 — in *La structure et l'évolution de l'univers*. Bruxelles, ed. Stoops, 1958, p. 241.
- Амбарцумян В. А., 1964, in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, IAU-URSI Symposium No. 20, Canberra, 122.
- Амбарцумян В. А., 1965, in *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, p. 1.
- Амбарцумян В. А., 1968, Проблемы эволюции Вселенной, АН Арм. ССР, Ереван, стр. 85.
- Амбарцумян В. А., Шахбазян Р. К., 1957, ДАН Арм. ССР, **25**, 185.
- Амбарцумян В. А., Искударян С. Г., Шахбазян Р. К., Саакян К. А., 1963, Сообщ. Бюрок. канск. сбс., **33**, 3.
- Haro G., 1956, Bol. Obs. Tonantzintla, **14**, 8.
- Арп H. С., Khachikian E. Ye., Lynds C. R., Weedman D. W., 1968, *Astrophys. J.*, **152**, L103.
- Арп Г., Айцман Дэс., Хачикян Э. Е., 1974, *Астрофизика*, **10**, 7.
- Baade W., Minkowski R., 1954, *Astrophys. J.*, **119**, 206.
- Воттон J. G., Stanley G. L., Slee O. B., 1949, *Nature*, **164**, 101.
- Видман Д. В., Хачикян Э. Е., 1968, *Астрофизика*, **4**, 587.
- Видман Д. В., Хачикян Э. Е., 1969, *Астрофизика*, **5**, 113.
- Видман Д. В., Хачикян Э. Е., 1970, *Астр. цирк.*, № 591.
- Гюльбудагян А. Л., 1971, Дипломная работа, ЕРГУ.
- Казарян М. А., Хачикян Э. Е., 1974, *Астрофизика*, **10**, 477.
- Казарян М. А., Хачикян Э. Е., 1977, *Астрофизика*, **13**, 415.
- Каллоглян А. Т., 1971, *Астрофизика*, **7**, 521.
- Маркарян Б. Е., 1967, *Астрофизика*, **3**, 55.

- Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.*, 1978, *Астрофизика*, **14**, 69.
Sargent W. L. W., 1972, *Astrophys. J.*, **173**, 7.
Seyfert C., 1943, *Astrophys. J.*, **97**, 28.
Stein W. A., Weedman D. W., 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 44.
Stockton A., 1968, *Astron. J.*, **73**, 887.
Khachikian E. Ye., 1968, *Astron. J.*, **73**, 891.
Khachikian E. Ye., Weedman D. W., 1971a, *Astrofizika*, **7**, 389.
Khachikian E. Ye., Weedman D. W., 1971b, *Astrophys. J.*, **164**, L109.
Хачикян Э. Е., 1972, *Астрофизика*, **8**, 529.
Хачикян Э. Е., 1973, *Астрофизика*, **9**, 139.

ON THE ACTIVITY OF NUCLEI OF GALAXIES WITH A UV CONTINUUM

E. Ye. KHACHIKIAN

Byurakan Astrophysical Observatory, Academy of Sciences of Armenia, USSR

Infrequent are the cases in the history of science when during his lifetime a scientist advances one after another ideas that are basically at variance with established scientific concepts and traditions. Still rarer are the cases when those ideas thrust their way through the endless zigzags of science and prove their viability in the course of its development.

Academician V. A. Ambartsumian belongs no doubt to this class of scientists. His ideas on the decay of stellar clusters, on the statistics of double stars and the age of the Galaxy, on stellar associations, explosive processes connected with flare stars and fuors and, finally, on the activity of nuclei of galaxies were as unexpected in those days as original and served the cause of heated arguments and discussions. Often they even seemed unreal. However most of them gradually won recognition through the world.

In the present paper we should like to touch upon some aspects of V. A. Ambartsumian's idea on the activity of nuclei of galaxies.

Some 25 or 30 years ago the galaxies were conceived of as thoroughly formed steady systems with a rich past and with no prospect of radical changes in the future. Therefore the investigation of the structure of galaxies was in most cases confined to their classification and general photometry, based solely on their external morphological characteristics, setting little store by the composition of their central regions. V. A. Ambartsumian was the first to pay particular attention to the significance of galactic nuclei which form a typical particular of nearly all galaxies with high luminosity. This wonderful peculiarity of galaxies had for long been neglected by astronomers. The role of nuclei in the evolution of galaxies was manifestly underestimated.

In the second half of the 50's a new phase in extragalactic exploration set in, after a new concept on the basic role of the nuclei of galaxies in their life and evolution had been advanced (Ambartsumian, 1958, 1968). Of course the origin of this concept was not unfounded. It

was preceded by a number of wonderful discoveries resulting in the revision of our notions on the world of galaxies.

In the first place this was the identification of one of the powerful radiosources Cygnus A with the galaxy containing two nuclei (Baade and Minkowski, 1954). A similar picture was observed also in radiosource Perseus A (NGC 1275). The role of two papers was also significant: Haro (1956), discovering 44 galaxies, unusually blue in colour, and, specially, Seyfert (1943). Here Seyfert's paper, now regarded as classical, should be singled out for mention. The galaxies which he investigated are distinguished by the high luminosity of their nuclei, and, more importantly, by the width of the Balmer emission lines. The great width of the emission lines indicates that the turbulent motions of gas clouds in the nuclei of those galaxies, subsequently termed "Seyfert", at times attain a velocity of over 3000 *km/sec*. Now it seems quite strange and surprising that this very important paper of Seyfert was not duly taken into account in the succeeding twenty years or so. It was only after Ambartsumian's idea concerning the activity of nuclei of galaxies had been made public that the astrophysicists returned to that paper, and a regular study of the Seyfert galaxies was started.

The Byurakan observatory also engaged itself in activities aimed at discovering galaxies with active nuclei. Ambartsumian and Shahbazian (1957) were the first to show the existence of blue ejections and condensations associated with contiguous active elliptic galaxies. Subsequently Stockton (1968) showed that those objects are in fact associated with galaxies and display emission spectra similar to the associations. Then on the initiative of V. A. Ambartsumian, B. E. Markarian started in Byurakan in the mid-sixties observations of the sky with a view to detecting galaxies with anomalous spectra, using the 40" Schmidt telescope with an objective prism of the same diameter. The research is still underway, and over 1200 objects have hitherto been found out, for which the presence of an anomalous ultraviolet excess in their spectra being an characteristic feature.

Relying on the general view of the spectrum in plates taken with an objective prism, Markarian (1967) distinguished two basic types of objects — "s" and "d". Galaxies attributed to the "s" type have narrow, clearly distinctive in height continuous spectra, similar to those of stars. As to the nature of energy distribution, those objects are similar to the quasistellar ones and the nuclei of Seyfert galaxies. To the "d" type are ascribed those objects the spectra of which have a diffuse form with a weak continuous spectrum. In general, such spectra are similar to those of compact associations of blue stars and gas nebulae.

A detailed study of galaxies with an ultraviolet excess indicated (Khachikian, 1968, Arp, Khachikian, Lynds and Weedman, 1968; Weedman and Khachikian, 1968, 1969) that they are quite interesting objects displaying signs of one or another form of activity, in line with Ambartsumian's concept.

Over 85 per cent of the Markarian objects turned out to have emission lines, the intensity of the emission lines being directly dependent on the value of the ultraviolet excess, i. e. one can conclude that *the presence of a strong ultraviolet continuum is closely associated with the formation of the emission spectrum and the more intensive the continuous spectrum in the visible ultraviolet is, the more intensive the emission lines are.*

It became also evident that the spectra of those objects differ, nevertheless, essentially from each other as to the excitation degree of the emission lines and their widths. Moreover, they turned out to differ sharply in morphological characteristics as well: one can come across the blue galaxies of Haro, the compact galaxies of Zwicky, the N type galaxies, spiral and irregular galaxies among the Markarian objects. Quite important is the discovery of the Seyfert galaxies and quasars among those objects.

Another feature of objects with the UV continuum is the striking disparity of the values of red shifts, ranging over a great interval, between $z = 0.002$ and $z = 1.75$. That is why their luminosities differ greatly, as their visible magnitudes lie mainly in a comparatively narrow interval ($14^m.5 - 16^m.6$). In addition to supergiants with $M_p = -22^m$, objects are also met with the absolute magnitude of which is of the order of -13^m , i. e. of the order of the luminosities of superassociations or bright associations (Ambartsumian, 1964; Ambartsumian, Iskudarian, Shahbazian and Sahakian, 1963). MRK 132 with $z = 1.75$ is distinctive for its record absolute brightness. $M_v \approx -28^m$ (Sargent, 1972). Thus, even disregarding MRK 132, which is an exclusive object, *the luminosities of objects with UV continuum vary by four orders.*

As noted above, galaxies with an UV excess show signs of activity. What is the implication of "activity" of galaxies? According to Ambartsumian (1964), it manifests itself in the following forms:

1. The outflow of ordinary gas matter from the nuclear region at a velocity of up to hundreds of kilometers per second.
2. Continuous emission of the flux of relativistic particles or other agents, producing high energy particles, which may result in the formation of radiohaloes around the nuclei.
3. Eruptive ejections of gas matter (M82).

4. Eruptive ejections of concentrations of relativistic plasma (NGC 4486, 5128).

5. Ejections of blue condensations with absolute luminosities equaling in order those of dwarf galaxies. In this case the division of the nucleus into two or more comparable components is possible, initiating the formation of multiple galaxies.

It turns out that objects displaying one sign or another of activity, relating particularly to the nucleus of galaxy, are met with much oftener among galaxies with a UV continuum. Let us consider some typical examples.

1. *Seyfert Galaxies.* About ten per cent of Markarian galaxies show spectral signs typical of the Seyfert galaxies. We should like to dwell on some of those galaxies which spectroscopically have been studied in detail (Khachikian and Weedman, 1971). As to the intensity of hydrogen emission and forbidden lines, the Seyfert galaxies turned out to be of two classes: Sy1 and Sy2. Galaxies of the first type have very bright and wide hydrogen lines and quite narrow and faint forbidden lines [NII], [OII], [OIII], [NeIII] and so on. In them the ratio of the intensity lines of [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 to H_α is less than 1. On the other hand, in galaxies of the second type the forbidden lines are on the contrary as wide as the hydrogen lines, whereas the intensities of lines [OIII] exceeds by one order that for H_β . Typical representatives of Sy1 are MRK 9 and 10, the absolute brightness of the nuclei of which in U rays is equal to $M_U = -21^m3$ and -20^m4 respectively. Among Sy1 MRK 478 displays a record brightness where $M_U = -23^m3$. The width of the hydrogen lines in those galaxies corresponds to the Doppler velocities of the order of 3000–5000 *km/sec*. On the other hand, the nuclei of Sy1 are quite compact and starlike, similar to the quasars. Their bolometric luminosity is rather high — from 10^{42} to 10^{46} *erg/sec* (Stein and Weedman, 1976).

Most of the known Seyfert galaxies relate to the Sy1 type. The second type galaxies concede superiority to them both as to the power of the ultraviolet excess and absolute brightness. However, the excitation and activity degree in Sy2 type galaxies is rather high. MRK 6 provides a brilliant example. Though the activity phenomenon can be regarded as firmly established by observation, nevertheless explosions in the nuclei of galaxies have not hitherto been directly observed. It was in MRK 6 that the spectral changes indicating a possible explosion in the nucleus were first observed (Weedman and Khachikian, 1970, 1971b).

Spectroscopic observations of this galaxy, made at intervals over a period of three years, show that within a year in the spectrum of MRK 6 new emission components H_2 and H_3 appeared, shifted from the basic line toward the short wavelengths to a magnitude corresponding to the Doppler velocity of the order of 3000 km/sec . This is in favour of the appearance of a new gas cloud, of a very high radial velocity. The total mass of radiating matter proved to be, by rough estimates, of the order of one solar mass; while the mass of the whole hydrogen cloud ejected from the nucleus is estimated at several hundreds of solar masses (Gyulbudagian, 1971).

Thus a flow of matter can take place from the nuclei of Sy 2 galaxies, such flow eventually influencing the outer structure of the galaxies as a whole.

Further detailed spectrophotometric investigation of MRK 6 led to the assumption that *not one but two hydrogen clouds were ejected from the nucleus of this galaxy in diametrically opposite directions* (Khachikian, 1973).

It is presumably as a result of this that we are witnesses of the transition of MRK 6 from one class (Sy2) to another (Sy1).

2. *MRK 7 and 8, NGC 6306.* The morphological and spectral structure of the central regions of those galaxies with the UV excess combines them (the UV excess in NGC 6306 has been detected by M. A. Kazarian, see Kazarian and Khachikian, 1974). True, so far no through spectral investigation of MRK 7 has been conducted, but its external similarity with MRK 8 is so striking (Kalloglian, 1971) that their spectral identity is highly probable.

These galaxies are distinguished by a very interesting and unusual structure and dynamic peculiarities. Their central regions contain five bright condensations included in the diffuse envelope (Khachikian, 1972; Kazarian and Khachikian, 1977). The spectra of the condensations are similar and consist of bright emission lines of hydrogen and forbidden lines [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31, [NII] $\lambda\lambda$ 6584/48, [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, [OII] λ 3727. The condensations are superassociations or, as they are frequently termed in literature, giant HII regions. For instance, $M_{pg} = -18^m$ (Khachikian, 1972) displays the brightest condensation in MRK 8. Particular mention should be made of the difference in the radial velocities of peculiar condensations in the same galaxy, attaining as much as 600 km/sec (Kazarian and Khachikian, 1977). The electron density in some condensations equals about $2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (Kazarian and Khachikian, 1977).

In those objects the nuclei are seemingly split into separate condensations reminiscent of superassociations.

3. *Objects — “Twins” Near MRK 261 and 262.* These blue objects are located at about a distance of $2'$ to the north of MRK 261 and 262. In blue rays they appear in the form of two compact condensations joined together by means of bars. In the red rays they nearly disappear and the bars become barely visible. The distance between the objects—“twins” is about 4 kpc in the projection over the celestial sphere. Together with MRK 261 and 262 they have similar redshifts and form, no doubt, one physically connected system (Arp, Heidman and Khachikian, 1974).

A notable peculiarity of this system is, in the first place, the great similarity of the objects—“twins”, the appearance, dimensions, radial velocities, luminosities and spectra of which are nearly identical. Secondly, the lines joining the pair MRK 261—262 and the objects—“twins” are parallel, though the fortuity of coincidence is quite unlikely. It is interesting to note that there is also another pair of blue objects, again with a parallel direction to the former two. Their radial velocities have not been measured but if this pair also turns out to possess the same redshift, thereby the uniqueness of the entire system will further be emphasized. This is probably the case of activity when the original body divides into separate components. Furthermore, there is good reason to presume that the system originated as a result of a successive fragmentation (Ambartsumian, 1958). In other words, first the body from which the system of “twins” originated, separated from the body out of which MRK 261—262 arose, followed by a division within each of those systems.

4. *Galaxies with UV Excess Having Multiple Nuclei.* It became clear recently that objects with double and multiple nuclei (Petrossian, Sahakian and Khachikian, 1978) are met with among galaxies with a UV excess. Of the 620 galaxies investigated 59 possess double and multiple nuclei. Most of the components are of a size as much as 1 kpc , and the double ones range from 1 to 3 kpc . The mutual distance of the components of multiple nuclei does not exceed 2 kpc , and that of double nuclei— 7 kpc . The absolute luminosities of the components of multiple nuclei vary in the range of -9^m to -18^m , and those of double ones— from -12^m to -21^m . Another important feature of multiple and double nuclei is the fact that an increase of the distance between the components of the nuclei brings about an intensification of their brightness. In addition, with the increase of this distance in the components of new structural particulars of the nuclei appear more and more frequently (filament ejections, spiral arms in an embryonic and undeveloped state). Interestingly, Seyfert galaxies are also met with among UV galaxies with

double nuclei (MRK 463, 673, 739, 789). In general, objects with double nuclei occur more frequently among galaxies with an UV excess than among other types of galaxies.

These facts uphold the hypothesis V. A. Ambartsumian on the division of the initial dense nucleus into separate components, their further withdrawal from each other and the formation of separate structural particulars.

Recently a spectral observation of several galaxies with double nuclei has been made in the primary focus of 6-*m* telescope of the Special Astrophysical Observatory of the USSR Academy of Sciences on the spectrograph SP 160 with an image tube*. The results are rather interesting.

The results of observations show that the components of double nuclei are not spectroscopically identical and sometimes differ markedly both in the form of the spectrum and the intensity of continuum and lines. We shall not enlarge on the results of this research here, but with permission of the co-authors, we shall quote data concerning one object, namely, MRK 266 (NGC 5256).

MRK 266 is a galaxy with two very bright condensations in the centre (Fig. 1). The eastern condensation is more compact and star-like

Fig. 1. Two reproductions from the same negative of MRK 266, showing inner and outer structure of the galaxy. (Prime focus photography of the 2.6-*m* telescope of Byurakan observatory. Kodak Ila-O, exposure 25 *min*).

than the western one. One spiral arm, long and developed in the western condensation and short tightly twisted in the eastern one, originates from each condensation. The absolute brightness of the components is correspondingly equal to $M_{pg} = -17^m.8$ and $-17^m.5$ and their dimensions are about 2.2 *kpc*, the distance between them equals 6.5 *kpc* (Petrossian, Sahakian and Khachikian, 1978). The spectra of nuclear components are quite identical. Narrow emission lines of [SII] $\lambda\lambda$ 6717/31, [NII] $\lambda\lambda$ 6584/48, H_α , [OI] λ 6300, [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959, H_β , H_γ , [NeIII] λ 3859, [OII] λ 3727 are observed in them. D_1 and D_2 lines are observed in the absorption, which are stronger in the weaker component. The bright component displays also a bright short-wave part of the continuous spectrum, while the red part of the spectrum in them is nearly of the same brightness. The emission lines are also brighter in the bright component; besides line [OIII] λ 4363 is also noticed in the weak component.

* The research has been conducted by A. R. Petrossian, K. A. Sahakian and E. Ye. Khachikian, and soon a paper on the spectral investigations of double nuclei will be presented for publication.

One can presumably confirm the fact that the nuclei of MRK 266 are quite reminiscent by their physical properties and by their spectra of the objects-"twins", referred to above, in section 3, with the basic difference that the objects-"twins" form an isolated double system, whereas the components of the nucleus MRK 266 form a constituent part of the galaxy with diffuse envelope and spiral arms, though poorly developed. This similarity can be of help in solving the problem of the origin of double nuclei.

But most interesting seems to be the discovery of the fact that the components of nucleus of MRK 266 rotate, and in opposite directions at that. This is clearly visible by the decline of the spectral lines. Fig. 2

Fig. 2. Spectrograms of the components of MRK 266 (Prime focus spectrograph of 6-m telescope of Special Astrophysical Observatory of Academy of Sciences of USSR. Dispersion: 85 Å/mm).

illustrates the portion of the spectrum around the line H_{α} , which confirms the above statement. The components of the nucleus rotate at a velocity (in the projection on the celestial sphere) of 40 km/sec (the bright component) and 100 km/sec (the weak component), with their contiguous regions receding from us. The difference of the radial velocities of the components themselves attains about 150—200 km/sec. The masses of components calculated by ordinary ways proved to be of the order of $10^9 M_{\odot}$ and $6 \times 10^9 M_{\odot}$, while the ratio mass-luminosity f/f_{\odot} was about 1 and 6, for the bright and weak components respectively.

It is clear from the above description of the components of the nuclei MRK 266 that they are quite similar to super-associations as to their physical characteristics.

Thus relying on the analysis of morphological and spectroscopic data of objects with UV excess only, it is evident that they manifest themselves as active galaxies, this activity being displayed in diverse forms in accordance with V. A. Ambartsumian's concept.

Once again emphasis should be laid on the fact that, though the above-considered galaxies differ both in their morphological characteristics and the form of activity, the presence of UV excess is a trait common to all of them. On the whole their spectra are similar, though they differ in particulars and the width of emission lines.

Comparing those data one can arrive at the conclusion *that the physical causes of activity are of a common origin despite the differences in those objects.*

We should like to note in conclusion that the observational data confirm the fact that the central regions play the basic role in the activity of galaxies. This activity depends to a much lesser extent on the

morphology of the outer parts of the galaxies. On the other hand, if we regard the active nuclei of galaxies with UV excess from the angle of spectroscopic characteristics, no great diversity is to be seen: Seyfert galaxies have wide emission lines, while most objects display comparatively narrow emission lines typical of the superassociations. Hence it can be deduced that one of the forms of activity manifestation is the formation of superassociations, i. e. large groups of young stars.

REFERENCES

- Ambartsumian V. A., 1958, *Izv. Acad. Sci. Arm. SSR, seria Phys.-Math.*, **11**, 9 (in Russian) = *La structure et l'évolution de l'univers*, Bruxelles, ed. Stoops, 1958, p. 241.
- Ambartsumian V. A., 1964, in *The Galaxy and the Magellanic Clouds*, IAU—URSI Symposium No. 20, Canberra, p. 122.
- Ambartsumian V. A., 1965, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London—New York—Sydney, p. 1.
- Ambartsumian V. A., 1968, *Problems of Evolution of Universe*, Yerevan, p. 85 (in Russian).
- Ambartsumian V. A., Shahbazian P. K., 1957, *C. R. Acad. Sci. Arm. SSR*, **25**, 185.
- Ambartsumian V. A., Iskudarian S. G., Shahbazian R. K., Sahakian K. A., 1963, *Comm. Byurakan Obs.*, **33**, 3.
- Arp H. C., Khachikian E. Ye., Lynds C. R., Weedman D. W., 1968, *Astrophys. J.*, **152**, L103.
- Arp H. C., Heidmann J., Khachikian E. Ye., 1974, *Astrofizika*, **10**, 7.
- Baade W., Minkovski R., 1954, *Astrophys. J.*, **119**, 2.6.
- Gyulbudagian A. L., 1971, Diploma Thesis, University of Yerevan (in Russian).
- Haro G., 1956, *Bol. Obs. Tonantzintla*, **14**, 8.
- Kalloghlian A. T., 1971, *Astrofizika*, **7**, 521.
- Kazarian M. A., Khachikian E. Ye., 1974, *Astrofizika*, **10**, 477.
- Kazarian M. A., Khachikian E. Ye., 1977, *Astrofizika*, **13**, 415.
- Khachikian E. Ye., Weedman D. W., 1971a, *Astrofizika*, **7**, 389.
- Khachikian E. Ye., Weedman D. W., 1971b, *Astrophys. J.*, **164**, L109.
- Khachikian E. Ye., 1968, *Astron. J.*, **73**, 891.
- Khachikian E. Ye., 1972, *Astrofizika*, **8**, 529.
- Khachikian E. Ye., 1973, *Astrofizika*, **9**, 139.
- Markarian B. E., 1967, *Astrofizika*, **3**, 55.
- Petrossian A. R., Sahakian K. A., Khachikian E. Ye., 1978, *Astrofizika*, **14**, 69.
- Sargent W. L. W., 1972, *Astrophys. J.*, **173**, 7.
- Seyfert C., 1943, *Astrophys. J.*, **97**, 28.
- Stein W. A., Weedman D. W., 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 44.
- Stockton A., 1968, *Astron. J.*, **73**, 887.
- Weedman D. W., Khachikian E. Ye., 1968, *Astrofizika*, **4**, 587.
- Weedman D. W., Khachikian E. Ye., 1969, *Astrofizika*, **5**, 113.
- Weedman D. W., Khachikian E. Ye., 1970, *Astron. Zirk. No.* 519.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Альвен Ханнес* — профессор Высшей технической школы в Стокгольме, член Шведской Королевской академии наук и Международной академии астронавтики, иностранный член АН и научных обществ многих стран, в том числе АН СССР, лауреат Нобелевской премии и Золотой медали им. М. В. Ломоносова. Основные работы посвящены ядерной физике, магнитной газодинамике, космологии и вопросам происхождения Солнечной системы.
- Ари Галтон* — доктор наук, один из ведущих астрономов-наблюдателей обсерваторий им. Хейла (США). Основные работы посвящены исследованию некулярных галактик и внегалактических радионисточников.
- Белман Ричард* — профессор университета Южная Калифорния в Лос-Анжелесе, член Национальной инженерной академии США. Основные работы посвящены применениям математической физики и проблемам оптимизации.
- Блау Адриан* — профессор Лейденского университета, член Нидерландской Королевской академии наук, президент Международного астрономического союза. Основные работы посвящены звездной астрономии и эволюции звезд.
- Бём Карл-Хейнц* — профессор, зав. кафедрой астрофизики Вашингтонского университета в Сиэтле (США). Основные работы посвящены физике и эволюции звезд.
- Бок Барт Ян* — профессор Университета Аризона, член Национальной академии наук США, был президентом Американского астрономического общества, директором обсерваторий Маунт Стромло (Австралия) и Стюардской (Аризона, США). Основные работы посвящены строению и динамике Галактики.
- Ференбак Шарль* — профессор Марсельского университета в Экс эн Прованс, член Французской академии наук, чл.-корр. Международной академии астронавтики, директор Национальной обсерватории Верхнего Прованса, вице-президент Международного астрономического союза. Основные работы относятся к звездной спектроскопии.
- Хербиг Джордж Хауерд* — профессор Калифорнийского университета в Санта Круз, член Национальной академии наук США, был директором Ликской обсерватории. Лауреат премии им. Х. Уорнер Американского астрономического общества. Основные работы посвящены физике и эволюции звезд и туманностей.
- Ловелл Бернард* — член Лондонского Королевского общества и Международной академии астронавтики, директор радиоастрономической обсерватории Джодрелл Бенк, был вице-президентом Международного астрономического союза. Основные работы посвящены радиоастрономии.
- Мирзоян Людвик Васильевич* — профессор Ереванского университета, чл.-корр. Международной академии астронавтики, зам. директора Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР. Основные работы посвящены физике и эволюции звезд.
- Мустель Эвальд Рудольфович* — чл.-корр. АН СССР, председатель Астрономического совета АН СССР, лауреат Государственной премии СССР, был вице-президентом Международного астрономического союза. Основные работы посвящены физике Солнца, теории звездных атмосфер, новым и сверхновым звездам.

- Нейман* Джерзи — профессор Калифорнийского университета в Беркли, член Национальной академии наук США. Основные работы посвящены математической статистике и вопросам пространственного распределения галактик.
- Оорт* Ян Хейдрик — профессор Лейденского университета, член Нидерландской Королевской академии наук, иностранный член АН и научных обществ многих стран, в том числе АН СССР, был директором Лейденской обсерватории. В 1958—1961 гг. был президентом Международного астрономического союза. Лауреат медали им. Брюса Тихоокеанского астрономического об-ва и Золотой медали Лондонского Королевского астрономического об-ва. Основные работы относятся к исследованию строения и динамики Галактики, космогонии и космологии.
- Папаз* Чарльз Грач — иностранный член АН Армянской ССР, профессор, зав. лабораторией электротехники Калифорнийского технологического института. Основные работы посвящены вопросам распространения электромагнитных волн.
- Пекар* Жан-Клод — профессор Коледж де Франс, член Французской академии наук, был директором Астрофизического ин-та в Париже, президентом Французского астрономического об-ва, Генеральным секретарем Международного астрономического союза. Основные работы посвящены теоретической астрофизике (теория звездных атмосфер и физика Солнца).
- Северный* Андрей Борисович — академик, член Международной академии астронавтики и Лондонского Королевского астрономического об-ва, чл.-корр. Гейдельбергской АН, директор Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Был вице-президентом Международного астрономического союза, лауреат Государственной премии СССР, Герой Социалистического Труда. Основные работы посвящены теории внутреннего строения звезд, физике Солнца, исследованию магнитных полей звезд.
- Соболев* Виктор Викторович — чл.-корр. АН СССР, профессор, зав. кафедрой астрофизики Ленинградского университета. Основные работы посвящены теоретической астрофизике (физика звездных атмосфер и теория переноса излучения, в частности, в движущихся оболочках звезд).
- Товмасын* Грант Мушегович — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР. Основные работы посвящены исследованию радионизлучения нейтрального водорода в Галактике и галактик с активными ядрами.
- Тредер* Ганс-Юрген — член Немецкой Академии наук в Берлине, директор Центрального института астрофизики АН ГДР. Основные работы посвящены общей теории относительности и гравитации, единой теории поля и дифференциальной геометрии.
- Хачикян* Эдуард Еремович — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом Бюраканской астрофизической обсерватории АН Армянской ССР. Основные работы посвящены исследованию галактик с активными ядрами, в частности сейфертовских.
- Яновицкий* Эдуард Григорьевич — кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Главной астрономической обсерватории АН Украинской ССР. Основные работы посвящены теоретической астрофизике (физика планетных атмосфер и теория переноса излучения).

E R R A T A

Page	Line	Printed	It must be
75	17	there	three
76	10	interaction	interpretation
108	36	50 and 70 <i>pc</i>	5° and 7°

О П Е Ч А Т К А

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
118	17	50 и 70 <i>nc</i>	5° и 7°