აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

PROBLEM OF DIFFUSE NEBULAE AND COSMIC ABSORPTION

V. A. AMBARZUMIAN and SH. G. GORDELADSE

As known, among diffuse nebulae there are both the nebulae with continuous spectrum and those with the spectrum consisting of emission lines. It has been established that the luminosity of any diffuse nebula in every case is connected with some star of large absolute brightness, located either within the nebula or close to it. Moreover, it was observed that provided the spectrum of illuminating star is of B1 or later type, the spectrum of nebula turns out to be continuous and coincides with the spectrum of the star. In this case we deal with a simple reflection of star light by the nebula and there are all reasons to suppose that this diffuse reflection is produced by solid particles of cosmic dust. However, in the case when the star causing radiation belongs to O or B0 type, the spectrum proves to be the emission one. As it has been shown by Rosseland[1] and Zanstra[2] this emission is due to the excitation of atoms of gases, contained in the nebula, by the short wave radiation of star.

In any case each luminous diffuse nebula is connected with some star causing this luminosity. However, the ultimate character of this connection is not yet known.

Indeed, there are two possibilities eliminating each other: 1) Stars causing the luminosity of nebulae approach them in space only occasionally in the course of their motion. From this point of view each diffuse nebula at various moments may approach different stars of different spectral classes, giving every time the corresponding reflected spectrum. It can also happen that in some periods when there occur no sufficiently bright stars in its proximity this nebula will not be illuminated at all; 2) Star causing the luminosity of nebula is dynamically connected with it, i. e., they are of the common origin and have the same motion in space. The chief aim of the present investigation is to consider the problem which of these two possibilities is trustworthy. The problem has been solved in the following way. For the hypothesis on the accidental connection it may be adopted that the percentage of nebulae illuminated by stars of a given spectral class among all the bright nebulae is proportional to that part of the volume of interstellar space which is illuminated by stars of this spectral type. The larger volume is illuminated by the total amount of stars of a given spectral type, the larger number of nebulae will be at the given moment within this volume and will be illuminated by stars of this type. On the other hand, the part of space illuminated to a certain degree by stars of a definite spectral class depends on the total number of stars of this class and on their absolute brightness. The more numerous are those stars and the higher is their absolute brightness, the larger is the part of space illuminated by the type under consideration. In virtue of this the relative and absolute space volumes illuminated by stars of each spectral type can be computed basing on the luminosity function for each type, i. e., on the data of stellar statistics. The number of nebulae illuminated by stars of different types should be proportional to the relative volumes computed in the above way, if only the hypothesis on the accidental connection is true.

Such a computation of relative volume of the illuminated space has been carried out and given below. We have got quite a satisfactory explanation of the fact that the majority of even the reflection nebulae are illuminated by B type stars (namely B0—B9).

There are no reasons to think that the hypothesis on the dynamical connection can help to explain this distribution. Why, indeed, should stars of B1—B9 type be chiefly connected with dust nebulae, and not stars of, say, M type?

On the other hand the existence of «dark» nebulae, natural for the hypothesis of accidental connection, induces us to suppose at the assumption of dynamic connection, that there exists a separate series of nebulae which are not connected with any stars.

Before treating the above method of controlling the hypothesis on the accidental connection it should be mentioned that other methods of control are also possible. So, for instance, it seems of interest to compare the radial velocities of stars with those of nebulae illuminated by them*. Provided that the physical connection is absent these radial velocities are not to be correlated with each other. The observational material taken from Moore's Catalogue and given in Table I shows that such a correlation is probably absent.

TABLE I ცხრილი

Nebula	Radial velocity of nebula	Radial velocity of star
NGC 1976	+17.5 *km/sec*	+30.0 *km/sec*
3372	+ 6.0 »	−25.0 »
6514	+11.0 »	+ 7.6 »
6523	− 3.0 »	+15.3 »
6618	+ 7.0 »	+14.0 »

* This method of control has been proposed by Hubble as early as in his first paper on diffuse nebulae (Aph. J. 66, p. 162, 1922).

It should be noted, however, that a rather scanty material did not permit of drawing any definitive conclusions. On the other hand, it is probably possible to conciliate these data with the hypothesis of dynamical connection.

So, for instance, Zanstra[3] suggests that diffuse nebulae (in this case—the gaseous nebulae) are not of static type, the matter being constantly ejected from them towards the star. Just this ejected matter is the most luminous. Therefore, there must exist the difference between the radial velocity of star and the apparent radial velocity of nebula, although the chief mass of nebula may have the same radial velocity as that of the star. It seems, therefore, that the statistical method, based upon computing the total volume of the illuminated space for each spectral type, seems to be most reliable.

The proof of the hypothesis of accidental connection. It is selfevident that the idea of the volume illuminated by a star needs a more accurate definition. Strictly speaking, every star illuminates an infinite volume. At large distances, however, the illumination from stars is so insignificant that the illuminated nebula is not observable. Thus, for practical purposes we should consider around each star such a volume within which the illumination is above a certain lower limit and which can be assumed equal to the faintest illumination that can be recorded by our instruments and plates. It is convenient to take for such a lower limit the illumination which can be recorded at one-hour exposure with 60-inch reflector of Mount Wilson Observatory.

Suppose the star has brightness I. Then the amount of energy falling per 1 cm^2 of some surface normal to the rays of star at distance r turns out to be:

$$\frac{I}{4\pi r^2}.$$

If we assume that the surface reflects all the light falling on it, we shall get for the amount of energy received by the unit of Earth's surface from the unit of reflecting surface of nebula:

$$\frac{I}{4\pi r^2\, 4\pi R^2}, \qquad (1)$$

where R is the distance from nebula to the Earth. On the other hand, one square minute of arc of nebular surface, having parallax p in seconds of arc, corresponds in usual units to the area (in cm^2) of the following size:

$$\left(\frac{60 R_{\odot}}{p}\right)^2,$$

where $R_{\odot}$ is the distance from the Sun to the Earth.

For p we have:

$$p = \frac{R_\odot}{R} \, 206000,$$

and, consequently, for the same area we get:

$$\left(\frac{60R}{206000} \right)^2. \tag{2}$$

Taking expression (1) for the amount of energy received by 1 cm^2 of the Earth from 1 cm^2 of nebula surface and multiplying by (2), which gives the number of cm^2 per one square minute of nebular surface, we get the energy received by 1 cm^2 of the Earth's surface from one square minute of nebular surface:

$$\frac{I}{4\pi r^2 \, 4\pi} \left(\frac{60}{206000} \right)^2 = \frac{I}{(13732\pi r)^2}.$$

Now denoting by m_* the apparent magnitude of the illuminating star and by m_s the stellar magnitude from one square minute of nebula, we write:

$$m_* - m_s = -2.5 \log \left[\frac{I}{4\pi R^2} : \frac{I}{16\pi^2 r^2} \frac{1}{(3433)^2} \right] = -2.5 \log \frac{(3433)^2 \, 4\pi r^2}{R^2};$$

or

$$m_* - m_s = -2.5 \log \left[4\pi r^2 (3433)^2 \right] + 5 \log R.$$

Putting for absolute brightness (M) of star

$$M = m_* - 5 \log R + 5$$

we find from the preceding equation after simple transformation:

$$\log r = -0.5 \log 4\pi (3433)^2 + 0.2 (m_s - M) + 1.$$

Substituting m_s by the limiting stellar magnitude from square minute recordable at one-hour exposure with 60-inch reflector of Mount Wilson Observatory, we find the dependence between the absolute magnitude of the illuminating star and the distance (r_0) at which it gives this limiting illumination.

It can be adopted, that $m_{s(lim)} = 23.25$, therefore:

$$\log r_0 = -0.5 \log 4\pi (3433)^2 - 0.2 \, M + 5.65. \tag{3}$$

It is evident that the volume of the illuminated space equals to $\frac{4}{3} \pi r_0^3$, since any nebula located within this volume will possess the surface brightness accessible for our observation.

Consequently, accounting for (3) we find for the illuminated volume expression

$$v(M) = C \cdot 10^{-0.6M}, \tag{4}$$

where

$$\log C = \log \frac{4}{3}\pi + 1.5 \log 4\pi (\cancel{3433})^2 + 16.95, \tag{4'}$$

whence we see the dependence of the illuminated volume on the absolute magnitude of stars.

Let $\Phi(M)$ be the luminosity function for the spectral type under consideration; i. e., $\Phi(M)\,dM$ represents the number of stars per unit of volume belonging to the given spectral type, their absolute magnitudes being comprised within M and $M+dM$. The part of unit of volume «illuminated» by stars of the given spectral type will be evidently represented by integral:

$$P = \int \Phi(M)\, v(M)\, dM. \tag{5}$$

$\Phi(M)$ for the given spectral class being known and the form of function $v(M)$ obtained, we can determine P for different spectral classes.

When computing we used Van Rhijn and Schwassmann's[4] tables of function $\Phi(M)$. The obtained values for P are given in Table II.

TABLE II ცხრილი

Spectral type	$P \times 10^4$	Spectral type	$P \times 10^4$
B	3.50	G	0.18
A	0.80	K	0.25
F	0.25	M	0.02

It should be mentioned that in the process of computations it proved that the maximum of function $\Phi(M)\,v(M)$ for each spectral class falls on comparatively high absolute magnitudes namely on supergiants of this class. Every time, after the maximum this function was very slowly decreasing with advancing absolute brightnesses. Thus, in some cases the value of function $\Phi(M)\,v(M)$ was to be extrapolated to the region of very large absolute brightnesses beyond the limits of Van Rhijn and Schwassmann's table. Evidently this extrapolation caused some inaccuracy.

Values P given in Table II practically represent the part of the interstellar space which is illuminated by stars of the corresponding spectral classes. Summing up all these numbers (to which later on will be added the corresponding number for Bo and O) we shall see that only an insignificant part of space is illuminated by stars. Therefore the number of illuminated nebulae should be very small as compared with the number of non-illuminated ones if only the hypothesis on the accidental connection of stars and nebulae is true.

The direct comparison of the data of Table II with relative numbers of the observed nebulae is perplexed by stars of B type being sometimes connected both with the emission and reflecting nebulae. Besides one should determine value of P for stars of O type. As known Bo stars are connected with emission nebulae while B1—B9 stars are characteristic for reflecting nebulae. Consequently we determined values P separately for types O and Bo. Substracting the value of P computed for the subtype Bo from the value of P for B type as a whole we get on the other hand value of P for spectral subgroups B1—B9.

For determining values P for O and Bo stars one should know function $\Phi(M)$ for each of these classes.

Having no data on the form of these functions for actual cases, we assumed them to be expressed by some normal distribution law:

$$\Phi(M) = A e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} \tag{6}$$

where M_0 is the mean absolute magnitude of stars of the given type, σ — dispersion of absolute magnitudes and A — a certain constant determining the absolute concentration of stars of the given type in space. Adopting such a luminosity function for the class of stars under consideration, let us compute now the number of stars, the apparent brightness of which is above a certain stellar magnitude m_0. Assuming then that stars of the type in question are uniformly distributed in the galactic plane (i. e. have almost no dispersion in the direction perpendicular to the plane of galaxy) we shall consider first the case when the absorption of light is absent.

Then it can be said, that all stars of absolute magnitude M located nearer than at $r = 10^{0.2(m_0-M)+1}$ will have the apparent brightness up to m_0. Therefore the volume of space in which these stars are observed turns out to be:

$$\pi r^2 h = \pi h \, 10^{0.4(m_0-M)+2},$$

inasmuch as this volume can be represented in the shape of a cylinder the base of which is parallel to the plane of galaxy and has the radius r, the height of this cylinder being equal to a certain value — h. In other words h is the thickness of the layer of stars of the given type.

The number of stars of absolute magnitude M contained in this volume and consequently appearing to us brighter than m_0 will be expressed as follows:

$$\pi r^2 h \Phi(M) = A \pi e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)+2} h.$$

Integrating this product over all absolute magnitudes, we get the total number of stars of the type under consideration brighter than the apparent magnitude m_0:

$$N(m_0) = A\pi h 10^2 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)}\, dM. \tag{7}$$

On the other hand such considerations will lead us to the conclusion that the total number of all stars of Bo—B9 types with the apparent brightness larger than m_0 will find its expression in:

$$N_{B_0-B_9}(m_0) = \pi h 10^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(M) 10^{0.4(m_0-M)}\, dM, \tag{8}$$

where $\varphi(M)$ is the luminosity function for all B stars, which have been tabulated by Van Rhijn and Schwassmann[4].

Suppose that for the type in question (Bo or O) as well as for the whole type B, value of h is the same, i. e. the dispersions in the direction perpendicular to the galactic plane coincide in both cases. Then dividing (7) by (8) we get:

$$\frac{N(m_0)}{N_{B_0-B_9}(m_0)} = A\, \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)}\, dM}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(M) 10^{0.4(m_0-M)}\, dM}.$$

Since both in the numerator and in the denominator the quantity $10^{0.4m_0}$ is taken out of the sign of integral we have:

$$\frac{N(m_0)}{N_{B_0-B_9}(m_0)} = A\, \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{-0.4M}\, dM}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(M) 10^{-0.4M}\, dM} \tag{9}$$

The integral in the denominator in the right part of equation (9) can be computed on the base of Van Rhijn and Schwassmann's data; that in the numerator can be also derived if M_0 and σ are known. For the latter values we used Plaskett-Pierce's[5] data for O and Bo types respectively. They are as follows:

Sp. type	M_0	σ
O	— 4.0	1.33
Bo	— 3.4	1.28

Quantities $N_{B_0-B_9}$ and $N(m_0)$ for O and Bo types can be computed using any spectral catalogue of stars including stars down to a definite apparent magnitude. In this way value of A can be found for each of the spectral types under investigation (O and Bo).

All the above said is valid only in the case if the interstellar absorption is absent. The absorption can be roughly accounted for in the following way. As we have assumed above, the number of stars of each spectral type is proportional to the volume within which stars of the given type are of the apparent brightness larger than m_0. If the absorption is present this volume is smaller than at its absence, since f. i. stars of O type possessing the mean absolute brightness $M = -4$ at $m_0 = 9.0$ are seen without absorption up to $4 \cdot 10^3$ *parsec*, while at absorption of $0^m.6$ per *kiloparsec* they can be seen only up to the distance of 2200 *parsec*. In this way it is possible to compute the ratio of volume, really covered by H. D. Catalogue to that which would be covered by this catalogue at absolute transparency of space, considering the limiting value of H. D. Catalogue to be equal to

$$m_0 = 9.0.$$

Such a computation was made separately for Bo and O types the corresponding correction factors being obtained. In each case the integral in the numerator of the right part of equation (9) was multiplied by this factor.

We have used H. D. Catalogue. As known the number of stars of Bo—B9 types in this catalogue is 16.786. On the other hand we counted the number of Bo stars in the same catalogue. It proved equal to 286, while the number of stars of O type with absorption spectrum to which we referred all Oe and Oe5 stars turned out to be 53. On the base of these data we computed value A for both types under investigation. Putting expression (6) in formula (5), we get values P for O and Bo types. Finally we get for values P the following Table III:

TABLE III ცხრილი

Spectral type	$P \times 10^4$	n	Spectral type	$P \times 10^4$	n
O	0.2	11	F	0.25	2
Bo	0.6	7	G	0.18	1
B1—B9	2.9	54	K	0.25	2
A	0.8	5	M	0.02	0

In the last column of this table is given the number of nebulae illuminated by stars of each spectral class according to the data of the second Hubble's paper.[6]

It follows from this table, that sum P for O—Bo equals 0.8×10^{-4}, while the same quantity for B1—M is 4.4×10^{-4}. In such a way from the theoretical point of view the number of emission nebulae connected with stars O—Bo should be $5^1/_2$ times as small as the number of reflecting ones. Meanwhile in the above mentioned Hubble's list the number of emission nebulae is 18 and that of reflecting ones —64, i. e. the ratio is less than four. Generally, Table III shows that the hypothesis on the accidental connection gives a sufficiently correct distribution of reflecting nebulae over spectral types of illuminating stars. In particular this hypothesis explains perfectly well the predominance of B1—9 spectra in reflecting nebulae. Besides it seems striking that the nebulae illuminated by stars of M type are nearly altogether absent, which also agrees fairly with observations and what could not be expected from theory at the hypothesis of dynamic connection.

It should be considered in general that the hypothesis of accidental connection for reflecting nebulae is wholly corroborated. As to the emission nebulae, in spite of the indicated numerical disagreement, they are probably also connected accidentally with Bo and O stars, the uncertainty in computing the numerical values P being rather considerable.

At the first glimpse it may seem strange that we attempt to consider the emission and reflecting nebulae to be essentially the objects of the same type giving that or other spectrum according to the spectral class of the illuminating star. Indeed, it is used to think that the reflecting nebulae consist of small solid particles (cosmic dust) while the emission ones consist of gases. If we adopt, however, the hypothesis of the accidental connection, the conclusion on the homogeneous nature of both objects will be unavoidable. It would be really difficult to explain otherwise the entire absence of reflecting, i. e. of dust nebulae connected with O and Bo stars. But stars of O and Bo types also can illuminate the clouds of cosmic dust present in space. On the other hand we know the facts of co-existence in the same nebula of both the reflected and the emission spectra just in the cases when the nebula is connected with B1 star. Adopting in such a way the hypothesis on the unity of nature of both types of nebulae we should assume that a nebula can give the emission as well as the reflected spectrum. The character of the spectrum will depend on the spectral type of the star this nebula met with.

Probably this occurs in the following way. Hot stars of O and Bo types meeting a dust nebula call forth an intense emission of gases out of cosmic dust and exciting these gases they make them give the emission spectrum. In this respect the process is similar to that taking place when a comet approaches the Sun: solid particles, the nucleus of a comet consists of, emit gases forming the head and the tail of comet and giving the emission spectrum under the influence of the radiation of the Sun. At large distances from the Sun, comets have no tail and gase envelope and reflect the continuous spectrum of the Sun.

Estimation of the total number of nebulae. Adding all the data of the second column of Table III, i. e. getting ΣP for all spectral types, we shall have the evidence that all stars in total illuminate only an insignificant portion of interstellar space:

$$\Sigma P = 5.2 \times 10^{-4}.$$

Just as only a two-thousandth part of all the interstellar space is illuminated by stars, and as the nebulae are distributed in space at random (independently of stars), so the ratio of the number of bright diffuse nebulae to that of dark diffuse ones is respectively 1:2000. If the above named instrument records at one-hour exposure 150 diffuse nebulae, the total number of those nebulae recordable with this instrument will be of the order of 3×10^5. All the 150 bright nebulae should be located not farther than at 2000 parsecs from us, since at large distances, cosmic absorption would abate their surface brightness and make them unobservable. Consequently, all the 300.000 dark nebulae are also located nearer than of 2000 *parsec*.

Whence it is easy to compute the lower limit for the number of nebulae per cubic parsec. The nebulae in question should be located within a cylinder, the radius of whose foundation is 2000 parsecs and whose height does not exceed 200 *parsec*.

Assuming even that the height of the cylinder is larger, i. e. nebulae are met at distances larger than 100 *parsec* from the galactic plane, yet the mentioned 200 *parsec* should be adopted for computations, since at distances larger than 100 *parsec* from the galactic plane concentration of stars illuminating the nebulae (chiefly of O and B type) becomes very small and the nebulae located in this region will not have any considerable chance of being included into the number of 150 bright objects. Therefore these nebulae do not enter the obtained 300.000 nebulae.

Assuming that the indicated 3.10^5 nebulae are distributed within the volume of the above cylinder we get one diffuse nebula per 8000 *parsec*^{3}. If we take the line of sight in the plane of galaxy stretching at distance l from us, the number of nebulae intersected by the line will be

$$n\,l\,\sigma.$$

where σ is the cross-section of nebula and n the number of nebulae per 1 parsec.^{3} According to the above said $n = \frac{1}{8000}$. Taking the cross-section to be equal to 25 *parsec*^{2} (which approximately agrees with the circumstance that diameters of nebulae vary between 1 and 20 parsecs) we shall get at $l = 1000$ the mean number of nebulae intersected by the line of sight to be equal to 3.

In fact, however, the limiting distance of 2000 *parsec*, as taken above, seems to be the upper limit only. A certain decrease of this distance will immediately give an appreciable growth of the number of nebulae intersected by the line of sight. Further on we shall consider the problem of the absorption of light by these non-illuminated diffuse nebulae.

Absorption of light by diffuse nebulae. When deriving the relation between the apparent magnitude of the illuminating star and its angular distance to nebula, Hubble suggested that the nebula reflects all the light of the star or at least its appreciable part. The fact that the theoretical correlation is entirely corroborated by observations speaks for the truth of the above initial premise, i. e. the nebulae really reflect an appreciable part of light falling on them.

In any case they should reflect more than 10% of light issued by stars, as if only 10% were reflected, the theoretical and observed correlations would show on the average very large disagreements. It appears, that in reality the average percentage of the reflected light can be hardly less than 30. Such a capacity of nebula to reflect 30% of light falling on it indicates that the light of stars behind the nebula grows fainter not less than by 30%, that is by $0^m\!.3$. Considering that according to the above calculation on the way of ray of 1000 parsecs long there will occur on the average 3 nebulae, one can expect that the total amount of non-illuminated diffuse nebulae will give in the plane of galaxy the average absorption not less than $0^m\!.9$ or about one magnitude per kiloparsec. Moreover it is known that there exists in space the general cosmic absorption amounting to $0^m\!.6 - 0^m\!.7$ per *kiloparsec*. Therefore it is natural to suppose that this general cosmic absorption is caused by the total amount of non-illuminated diffuse nebulae. We should not be perplexed by the fact, that the quantity obtained for absorption produced by the totality of diffuse nebulae somewhat exceeds the mean coefficient of cosmic absorption, as we do not know well the value of cross-section σ which was used for computations and probably was taken too large. Such an interpretation of general cosmic absorption as caused by the total amount of non-illuminated diffuse nebulae seems to be especialy reliable, when taking into account that the non-uniform distribution and the spotted character of general absorption has been pointed at since long.

It should be added that no doubt different nebulae have different optical thickness. Among non-illuminated nebulae there exist possibly ones whose optical thickness exceeds one stellar magnitude. Owing to the intense absorption of light from stars lying behind such non-illuminated nebulae the latter seem to us to be «dark» nebulae.

From this point of view the bright and the dark nebulae are representatives of a very extensive class of diffuse nebulae, the overwhelming majority of which are not illuminated. Each individual nebula can also cause a certain color-excess of stars located behind them. G. Shajn[7] investigated the problem on CE of stars contained in diffuse nebulae and came to the conclusion that a part of this CE, just $0^m.1$ of stellar magnitude is caused by the diffuse nebula itself, and the remaining one is due to medium between the nebula and us. If the nebula causes such CE ($0^m.1$) of star contained in it, CE of star behind it should not be smaller. Therefore it is to be considered that each diffuse nebula can produce selective absorption from $0^m.1$ to $0^m.2$. Consequently the average selective absorption per kiloparsec will exceed $0^m.3$ since on the way of ray on the average 3 non-illuminated nebulae are to be met.

Below we shall show that the majority of facts referring to cosmic absorption both to general and selective corroborates our standpoint that both absorptions in question are caused by the totality of individual non-illuminated nebulae and not by the matter continually scattered in space.

Unsolved Problems of Cosmic Absorption. Numerous authors pointed out considerable irregularities in special distribution of absorbing matter. As known, regions with appreciable selective absorption are often located side by side (at the distance of a few grades in galactic longitude) with regions of faint selective absorption. Basing on the same reasons it can be assumed that the non-uniform distribution of brightness in the Milky Way is due to a considerable extent to the non-uniform distribution of absorbing matter. Provided the absorbing dark matter were distributed in galaxy in such a way, that its density would represent a slowly varying function of spherical coordinates, it would not be possible to explain the above non-uniformity. Moreover the resulting absorption is derived by integrating along the line of sight and consequently should present a still smoother function from coordinates on the celestial sphere. This circumstance alone leads to the conclusion that the absorbing matter distributed in the interstellar space has irregularly scattered condensations. From there only one step is to be made to the assumption that matter is almost entirely concentrated in these condensations in the shape of non-illuminated diffuse nebulae.

On the other hand, G. S h a j n[8] has indicated that dark places in the Milky Way do not coincide with the regions of largest selective absorption. This fact, presenting a great interest, is quite obscure from the point of view of continuous distribution of absorbing matter. Selective and neutral absorption are caused respectively by particles of different size. The general absorption is formed by two items: 1) neutral absorption and 2) the general absorption connected with the selective one. In places where the selective absorption is present the second item is of considerable importance. Therefore, if the distribution of particles of small and large sizes are independent of each other or provided between both distributions there exists a positive correlation, then in places where the selective absorption is large, the general absorption should be also appreciable. Consequently the absence of correlation between the reddening and surface brightness of the Milky Way from the standpoint of continuously distributed matter leads to the artificial assumption that between the distribution of large and small particles there is a negative correlation, that is in those regions of space where there are many large particles there must be relatively small number of small ones and vice versa.

Meanwhile we shall see that the fact under consideration can be explained quite naturally by means of our point of view on the identity of the absorbing medium with the totality of diffuse nebulae, thus avoiding any supplementary assumption.

C o s m i c a b s o r p t i o n f r o m t h e p o i n t o f v i e w o f t h e h y p o t h e s i s o f d i s c o n t i n u o u s d i s t r i b u t i o n o f a b s o r b i n g m a t t e r. Let us assume for the sake of simplicity that each diffuse nebula absorbs a definite part of stellar magnitude (as we have seen about $0^{m}.3$). Denote this absorption in stellar magnitudes by k. Let the mean number of nebulae intersected by the line of sight at certain distance r be equal to n; then, as known, the mean square deviation from the mean number of nebulae on this way of the ray will be $\sqrt{n}$. Thus the mean absorption at this distance in stellar magnitudes is nk, and the mean square deviation of absorption—$\sqrt{n}\,k$. Evidently the larger is the distance, i. e. the larger is r, the larger is the mean square deviation for absorption expressed in stellar magnitudes and consequently the farther is located the class of objects under investigation, the larger fluctuations in the brightness of these objects should cause the variations in the value of cosmic absorption. We see that absorption fluctuations expressed in stellar magnitudes, i. e. in logarithmical scale, increase with increasing distance. This differs fluctuations in brightness, caused by variation in the number of nebulae, from other fluctuations found in physics. If, for instance, we were to observe an homogenously illuminated bright sphere through the totality of dark nebulae having a constant optical thickness k, so with increasing mean number of nebulae per unit of path of light fluctuations of the observed intensity of light in different direction would be the larger, the larger is the mean number of nebulae on the path of ray. Consequently the contrast between the dark and the bright places would increase with increasing number of nebulae.

Just owing to this circumstance the irregularities in the general and selective absorption cannot decrease, but on the contrary should increase with the growth of distance to the objects under consideration. It seems advisable to check the numerical value for fluctuation as derived from theory and its growth with distance.

However such a check is not so very easy as it may seem at first. So, for instance, if we consider CE of stars of a certain subgroup of B type, e. g. of B3 having uniform apparent brightness, difference arises not only owing to fluctuation in absorption but also in consequence of these stars possessing a certain dispersion of absolute magnitudes due to which fact their distances also show considerable dispersion.

Usually the coefficient of selective absorption is determined from the colors of stars of early types. In such a case the distance is derived from the assumption that the given star has the absolute magnitude equal to the mean absolute magnitude for the corresponding spectral subgroup. In reality the absolute magnitude can deviate from the mean one and therefore the distance determined in this way will not be correct. Owing to this there arises a certain dispersion for the values of the selective absorption coefficient determined in this way. It can be easily seen that this dispersion increases proportionally to distance and practically exceeds in all cases the true dispersion of the selective absorption as considered above. Therefore the determination of the value of true dispersion of the selective absorption coefficient presents great difficulties. To avoid this it seems advisable to consider the objects known to be located at equal distance from us.

It appears that among far objects such are first of all double and multiple star clusters. No doubt, for instance that χ and *h* Persei clusters are at equal distance from us. Therefore it seems of interest to find out whether there exists a color-excess for one of these clusters with respect to the other. For solving this problem one should form the difference of color-excesses for stars of both clusters belonging to the same spectral class.

Thus for instance we took the color equivalents (values of spectrophotometric gradient) according to Thorndike[9]; we compared the CE of eleven stars in *h* Persei and ten stars in χ Persei clusters, all the stars in use belonging to types from Bo to Ao. Finally it turned out that χ Persei cluster has a positive color equivalent about $0^m.24 \pm 0^m.07$ with respect to *h* Persei. This result, though based on scarce material, points out the presence of large fluctuation in selective absorption at transition from one cluster to another.

The problem of correlation between selective absorption and surface brightness of the Milky Way. As it was mentioned above, the point of view of continuously distributed absorbing matter is not able to explain the observed absence of correlation between the value of selective absorption in the given direction and the surface brightness of the Milky Way. However from the standpoint of discontinuous dark matter this phenomenon can find its explanation. The problem is that as it was shown by Kreiken a considerable variation of surface brightness of the Milky Way can be caused only by that dark matter which is at the distance of not more than 200 *parsec.* Therefore from our point of view the distribution of surface brightness in the Milky Way is chiefly determined by non-illuminated nebulae located at less than 200 *parsec* from us. On the other hand selective absorption has been chiefly studied on the base of Stebbins and Huffer's[10] work by stars of B type located on the average at a distance of 500—600 *parsec.* Consequently the picture of the distribution of selective absorption coefficient as given by this work is connected with distribution of non-illuminated nebulae located at distances up to 500 *parsec* and more. In such a way the picture of distribution of surface brightness in the Milky Way on one hand and the distribution of selective absorption coefficient on the other are stipulated by two different sets of nebulae. It is true that one of these sets is a part of the other one; yet it is evident that fluctuations of the number of nebulae in one set in some direction will be almost independent of the fluctuation of the number of nebulae in the same direction in other set. Therefore there should exist almost no correlation between the surface brightness of the Milky Way and the selective absorption coefficient, which is just observed in reality.

Conclusion. As we have shown in the present paper the diffuse nebulae are not dynamically connected with illuminating stars and are probably accidentally met with the latter in space. This leads to the conclusion that there exists a large multitude of non-illuminated diffuse nebulae distributed haphazard in the galactic space.

Computation has shown that the absorption of light of distant stars produced by these nebulae should be of the same order of magnitude as the observed general absorption. Therefore the cause of the general absorption can be sought for just in these non-illuminated nebulae. This assumption permits to explain large fluctuations in the general and selective absorption when passing from one region of the sky to the neighbouring one. In addition we have shown that from our point of view one should not expect any correlation between the surface brightness of different regions in the Milky Way and the selective absorption coefficient in those regions.

From this standpoint the reflecting, emission as well as «dark» nebulae are individual representatives of the homogeneous class of diffuse nebulae.

Diffuse nebulae possessing large optical thickness and not being illuminated by bright stars will seem «dark» ones. Diffuse nebulae illuminated by stars of B1 — M types simply reflect their light and finally diffuse nebulae falling into the field of radiation of O and Bo stars give the emission spectrum being essentially of the same physical nature as the reflection nebulae. The difference between the reflection and emission nebulae is similar to that between comets located at large and small distances from the Sun.

On the other hand the assumption on the presence of a special continuously distributed absorbing medium in galaxy proves to be unnecessary.

Finally the proposed point of view is the most simple one, as it embraces all the phenomena referring to nebulae with continuous, emission and mixed spectra, to dark nebulae as well as to selective and general cosmic absorption.

September, 1937.

Literature: ლიტერატურა:

1. Aph. J. 63, p. 218, 1926.
2. Aph. J. 65, p. 50. 1927.
3. M. N. 97. p. 37, 1936.
4. Zs. f. Aph. p. 161, 1935.
5. P. D. O. Victoria V, 4, 1935.
6. Aph. J. 56, p. 400, 1922.
7. Zs. f. Aph. 1932.
8. Астр. Ж. 1937,
9. H. C. 416, 1936.
10. P. Wash. O. XV, 5, 1934.

დიფუზურ ნისლოვანედთა და კოსმიური შთანთქმის პრობლემა

ვ. ამბარცუმიანი და შ. გორდელაძე

(რეზუმე)

ცნობილია, რომ დიფუზურ ნისლოვანედთა შორის გვხვდება ნისლოვანედები როგორც უწყვეტი, ისე ემისიური სპექტრითაც. მიჩნეულია, რომ ყოველი დიფუზური ნისლოვანედის ნათება ყოველ ცალკე შემთხვევაში დაკავშირებულია დიდი აბსოლუტური სიკაშკაშის მქონე ვარსკვლავთან, რომელიც ნისლოვანედის შიგნით ან მის მახლობლად მდებარეობს. ამასთანავე შემჩნეულია, რომ თუ მნათი ვარსკვლავის სპექტრი B1 ან უფრო გვიანი ტიპის არის, მაშინ ნისლოვანედის სპექტრი უწყვეტია და ვარსკვლავის სპექტრს ეთანადება. ამ შემთხვევაში ჩვენ საქმე გვაქვს ვარსკვლავის სინათლის უბრალო არეკლასთან ნისლოვანედის მიერ და საფუძველი გვაქვს ვიფიქროთ, რომ დიფუზური არეკლა კოსმიური მტვერის მყარი წილაკების მიერ სწარმოებს. იმ შემთხვევაში, როცა ნისლოვანედის ნათების გამომწვევი ვარსკვლავი O ან Bo ტიპის არის, ნისლოვანედის სპექტრი ემისიურია. Rosseland[1]-მა და Zanstra[2]-მ გვიჩვენეს,

რომ ეს ემისია ნისლოვანედში მოქცეულ აირების ატომთა ვარსკვლავის მოკლეტალღიანი გამოსხივების მიერ აღგზნებით არის გამოწვეული.

ამრიგად, თვითეული დიფუზური ნისლოვანედი თავისი ნათების გამომწვევ რომელიმე ვარსკვლავთან არის დაკავშირებული, თუმცა ამ კავშირის ხასიათი ამჟამად უცნობი არის.

მართლაც, არსებობს ორი, ერთმანეთის გამომრიცხავი შესაძლებლობა:

1) ვარსკვლავები, რომლებიც ნისლოვანედთა ნათებას იწვევენ, მხოლოდ შემთხვევით უახლოვდებიან მათ სივრცეში ძრაობის დროს. ამ თვალსაზრისის მიხედვით ყოველი აღებული ნისლოვანედი დროის სხვადასხვა მომენტში შეიძლება დაუახლოვდეს ყოველგვარ შესაძლო სპექტრალური ტიპის სხვადასხვა ვარსკვლავს და ამის მიხედვით შესაბამი არეკლილი სპექტრი მოგვცეს; შეიძლება აგრეთვე, რომ დროის გარკვეულ შუალედში, როცა ნისლოვანედის საკმაო მახლობლობაში არ მოიპოვება საკმარისად კაშკაშა ვარსკვლავი, ის (ნისლოვანედი) სავსებით გაუნათებელი დარჩეს და, მაშასადამე, დამკვირვებლისათვის უჩინარი იყოს; 2) ვარსკვლავი, რომელიც ნისლოვანედის ნათებას იწვევს, ამ უკანასკნელთან გენეტიურად არის დაკავშირებული, ე. ი. საერთო წარმოშობა და სივრცეში ერთნაირი ძრაობა აქვთ.

ჩვენ აქ განვიხილავთ საკითხს იმის შესახებ, თუ ამ ორ შესაძლებლობათაგან რომელი შეესაბამება სინამდვილეს: ნისლოვანედთა და ვარსკვლავთა შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა, თუ ჰიპოთეზა მათი გენეტიური კავშირის შესახებ.

საკითხის ამოხსნა შემდეგი გზით შეიძლება იქნეს მიღწეული: შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის შემთხვევაში შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ აღებულ სპექტრალურ ტიპის ვარსკვლავთა მიერ განათებულ ნისლოვანედთა პროცენტი ყველა ნათელ ნისლოვანედთა მიმართ კოსმიური სივრცის მოცულობის იმ ნაწილის პროპორციული არის, რომელიც ამავე სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავებით არის განათებული. რაც უფრო მეტი მოცულობა არის განათებული მოცემული სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთა მთელი სიმრავლით, მით უფრო მეტი ნისლოვანედი აღმოჩნდება ამ მოცულობის შიგნით და განათებული იქნება ამ სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავებით. თავის მხრივ, გარკვეული სპექტრალური კლასის ვარსკვლავებით და გარკვეული ხარისხით განათებული სივრცის ნაწილი ამ კლასის ვარსკვლავთა საერთო რიცხვსა და მათ აბსოლუტურ სიკაშკაშეზე არის დამოკიდებული. რაც უფრო მეტია იმ ვარსკვლავთა რიცხვი და, აგრეთვე, რაც უფრო მაღალია მათი აბსოლუტური სიკაშკაშე, მით უფრო მეტი იქნება განსახილავი ტიპის ვარსკვლავებით განათებული სივრცის ნაწილი. ამის გამო თვითეული სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავებით განათებული სივრცის მოცულობის ნაწილის ფარდობითი და აბსოლუტური ოდენობანი, თვითეული ტიპის „ნათების ფუნქციის“ საშუალებით, ე. ი. ვარსკვლავთა სტატისტიკის მონაცემებით შეიძლება იქნენ გამოთვლილნი.

შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის სამართლიანობა მოითხოვს, რომ სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავებით განათებულ ნისლოვანედთა რიცხვი, ასეთგვარად გამოთვლილ ფარდობით მოცულობათა პროპორციული აღმოჩნდეს.

სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავით განათებული სივრცის ფარდობითი მოცულობათა გამოთვლა მოყვანილია ქვემოდ და მიღებულია სავსებით დამაკმაყოფილებელი ახსნა-განმარტება იმ ფაქტის, რომ თვით ამრეკლავ ნისლოვანედთა უმრავლესობაც კი B (სახელდობრ B1—B9) ტიპის ვარსკვლავებით არის განათებული.

არავითარი საბუთი არა გვაქვს ვიფიქროთ, რომ ამ განაწილების ახსნა-განმარტება გენეტიური კავშირის ჰიპოთეზის საფუძველზე შეიძლებოდეს. მართლაც, რატომ მტვეროვან ნისლოვანედებთან სწორედ B1—B9 ტიპის ვარსკვლავები უნდა იყვენ დაკავშირებულნი და არა სხვა რომელიმე, მაგ., M ტიპის ვარსკვლავები? მეორეს მხრივ, სივრცეში „ბნელ“ ნისლოვანედთა არსებობის ფაქტი, რაც სავსებით ბუნებრივია შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის თვალსაზრისით, გენეტიური კავშირის ჰიპოთეზის შემთხვევაში გვაიძულებს დაუშვათ, რომ მაინც არსებობენ მთელი რიგი ნისლოვანედები, რომლებიც არც ერთ ვარსკვლავთან არ არიან დაკავშირებულნი. პირველად, სანამ შევუდგებოდეთ შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზის შემოწმების ზემოდაღნიშნულ მეთოდის დეტალური სახით განვითარებას, შევნიშნავთ, რომ შესაძლებელია ამ ჰიპოთეზის შემოწმების სხვა გზებიც; ასე, მაგ., საგულისხმოა ვარსკვლავებისა და მათ მიერ განათებულ ნისლოვანედების სხივურ სიჩქარეთა შედარება*. იმ შემთხვევაში როცა ვარსკვლავსა და მის მიერ განათებულ ნისლოვანედს შორის არ არსებობს ფიზიკური კავშირი, მათ სხივურ სიჩქარეთა შორისაც არ უნდა არსებობდეს რაიმე გარკვეული კანონზომიერებითი კავშირი. ცხრ. I-ში მოყვანილი არსებული დაკვირვებითი მასალა გვიჩვენებს, რომ ასეთი კორელაცია მართლაც გამორიცხულია, თუმცა უნდა შევნიშნოთ, რომ დაკვირვებითი მასალის სიმცირე არ გვაძლევს საშუალებას რაიმე სავსებით გადამწყვეტი ხასიათის დასკვნა მივიღოთ. მეორეს მხრივ, არ არის გამორიცხული გენეტიური კავშირის თვალსაზრისისა და ვარსკვლავთა და ნისლოვანედთა სხივური სიჩქარეების თანხვდენილობის ერთმანეთთან შეთავსება; ასე, მაგ., Zanstra-ს მიხედვით[3] დიფუზური ნისლოვანედნი (ამ შემთხვევაში საკითხი ეხება აირად ნისლოვანედებს) არ იმყოფებიან სტატიკურ მდგომარეობაში და ვარსკვლავისაკენ მიმართულებით ადგილი აქვს მათი ზედაპირიდან მატერიის უწყვეტ დენადობას; ამასთანავე, ძირითადად, სწორედ ეს დენადი მატერია ანათებს. ამიტომ, ვარსკვლავის და ნისლოვანედის სხივურ სიჩქარეთა შორის უნდა არსებობდეს ერთგვარი სხვაობა, თუმცა ნისლოვანედის მთავარ მასას შეიძლება ისეთივე სიჩქარე ჰქონდეს, როგორც ვარსკვლავს.

ზემოდაღნიშნულის გამო უნდა მივიღოთ, რომ შემოწმების უფრო სწორ მეთოდს სტატისტიკური მეთოდი წარმოადგენს, რაც თვითეული ტიპით განათებული სივრცის საერთო მოცულობის გამოთვლაზე არის დამყარებული.

თავის თავად ცხადია, რომ ცნება „ვარსკვლავით განათებული მოცულობა“ ზუსტ განმარტებას მოითხოვს. მკაცრად რომ ვთქვათ, ვარსკვლავი უსას-

* შემოწმების ასეთ შესაძლებლობაზედ მიუთითა Hubble-მა თავის პირველ შრომაში დიფუზურ ნისლოვანედთა შესახებ (Aph J. 66, p. 162, 1922).

რული მოცულობას ანათებს. ამის მიუხედავად დიდი მანძილების შემთხვევაში ვარსკვლავიდან მიღებული განათება იმდენად მცირეა, რომ ნისლოვანედი დამკვირვებლისთვის უჩინარი იქნება. ამიტომ, პრაქტიკული თვალსაზრისით, თვითეულ ვარსკვლავის გარშემო ისეთი მოცულობა განვიხილოთ, რომლის შიგნით განათება აღემატება ერთგვარ ქვედა ზღვარს, რომელიც შეიძლება ისეთ უმცირეს განათებათ ჩავთვალოთ, როცა ჩვენი ინსტრუმენტებით და ფოტოფირფიტებით კიდევ ხელმისაწვდომია და შესაძლებელი ობიექტთა რეგისტრაცია. კერძოდ, უფრო ხელსაყრელია განათების ქვემო ზღვრად ისეთი განათება მივიღოთ, რომლის დროსაც შესაძლებელია Mount Wilson-ის ობსერვატორიის 60'' რეფლექტორით ერთ საათიანი ექსპოზიციის შემთხვევაში ნისლოვანედის ფოტოგრაფირება.

ვარსკვლავის სიკაშკაშე I-ით ავღნიშნოთ; მაშინ, მისგან r მანძილით დაშორებულ და მისი სხივების მართობილ რომელიმე ზედაპირის ერთ კვადრატულ სანტიმეტრით მიღებული ენერგიის რაოდენობა იქნება: $\frac{I}{4\pi r^2}$. თუ დავუშვებთ, რომ ზედაპირი მასზედ დაცემულ სინათლეს მთლიანად არეკლავს, მაშინ ენერგიის რაოდენობისათვის, რომელიც ამრეკლავ ნისლოვანედის ზედაპირის ერთეულიდან დედამიწის ზედაპირის ერთეულზე ეცემა, გვექნება გამოსახვა (1), სადაც R-ით აღნიშნულია მანძილი დედამიწისა და ნისლოვანედს შორის.

მეორეს მხრივ, ნისლოვანედის ზედაპირის რკალის ერთი კვადრატული მინუტი, როცა ამ ნისლოვანედის პარალაქსი p გამოსახული არის რკალის სეკუნდებში, ფართის ჩვეულებრივ ერთეულებში შეესაბამება სიდიდეს:

$$\left(\frac{60R_\odot}{p}\right)^2,$$

სადაც $R_\odot$ წარმოადგენს მანძილს დედამიწისა და მზეს შორის. ამასთანავე, რადგან p-სთვის გვაქვს:

$$p=\frac{R_\odot}{R}\,206000$$

იმავე ფართისათვის გვექნება გამოსახვა (2).

თუ, ახლა, ენერგიის რაოდენობას (1), რომელსაც დედამიწის ზედაპირის ერთი კვადრატული სანტიმეტრი ღებულობს ნისლოვანედის ზედაპირის ერთ კვადრატულ სანტიმეტრიდან, გავამრავლებთ (2)-ზე, ვიპოვით ენერგიის რაო-

დენობას, რომელსაც დედამიწის ერთი კვადრატული სანტიმეტრი ღებულობს ნისლოვანედის ზედაპირის ერთი კვადრატული მინუტიდან:

$$\frac{I}{4\pi r^2 4\pi}\left(\frac{60}{206000}\right)^2=\frac{I}{(13732\pi r)^2}.$$

მნათი ვარსკვლავის ხილული სიდიდე m_*-ით ავღნიშნოთ, ვარსკვლავური სიდიდე ნისლოვანედის თვითეული კვადრატული მინუტიდან კი m_s-ით; მაშინ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$m_*-m_s=-2{\cdot}5\log\left[4\pi r^2(3433)^2\right]+5\log R.$$

ამ ტოლობიდან მარტივი გარდაქმნის შემდეგ ვპოულობთ:

$$\log r=-0{\cdot}5\log 4\pi(3433)^2+0{\cdot}2(m_s-M)+1.$$

თუ, ახლა, m_s-ის მაგიერ ჩავსვამთ ზღვარულ ვარსკვლავურ სიდიდეს ერთი კვადრატული მინუტიდან, რომელიც შესაძლოა იქნეს ფოტოფიქსირებული Mount Wilson-ის ობსერვატორიის 60″ რეფლექტორით ერთ საათიანი ექსპოზიციის შემთხვევაში, ვიპოვით დამოკიდებულებას მნათ ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდესა და იმ მანძილს r_0 შორის, რომელზედაც ის ამ ზღვარულ განათებას უზრუნველყოფს.

შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ m_s (ზღვარული)$=23.25$; ამიტომ მივიღებთ (3)-ს.

მეორეს მხრივ, ცხადია, რომ განათებული სივრცის მოცულობა ტოლია $\frac{4}{3}\pi r_0^3$, რადგან ამ მოცულობის შიგნით მდებარე ყოველ ნისლოვანედს ექნება დაკვირვებისათვის შესაძლო ზედაპირული სიკაშკაშე. ამიტომ, თუ მხედველობაში მივიღებთ (3), განათებული მოცულობისათვის v ვიპოვით გამოსახვას (4), სადაც C (4′)-ით განისაზღვრება.

აქედან ცხადია, თუ როგორია განათებული მოცულობის დამოკიდებულება ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდეზე.

ვთქვათ ახლა, რომ განსახილავი სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთა ნათების ფუნქცია არის $\Phi(M)$, ე. ი. $\Phi(M)dM$ წარმოადგენს აღებული სპექტრალური ტიპის იმ ვარსკვლავთა რიცხვს მოცულობის ერთეულში, რომელთა აბსოლუტური სიდიდე M და $M+dM$ შუალედის შიგნით არის მოქცეული; მაშინ ცხადია, რომ მოცულობის ერთეულის ის ნაწილი, რომელიც აღებული სპექტრალური ტიპით იქნება განათებული, წარმოგვიდგება ინტეგრალით (5).

რადგან $\Phi(M)$ ფუნქცია აღებულ სპექტრალურ კლასისათვის ცნობილია,

ხოლო $v(M)$ ფუნქციის სახე უკვე მიღებულია, ამიტომ ჩვენ შეგვიძლია P-ს მნიშვნელობა თვითეული სპექტრალური კლასისათვის განვსაზღვროთ. სიდიდე P-ს მიღებული მნიშვნელობანი მოცემულია ცხრ. II-ში.

საჭიროა შევნიშნოთ, რომ ამ ცხრილის გამოთვლის დროს აღმოჩნდა, რომ $\Phi(M)$ და $v(M)$ ფუნქციათა მაქსიმუმი თვითეული სპექტრალური კლასისათვის შედარებით მაღალ აბსოლუტურ სიდიდეებზე მოდის, სახელდობრ, აღებული კლასის ხებუმბერაზებზე; ამასთანავე ეს ფუნქციები აბსოლუტურ სიკაშკაშეთა ზრდადი მიმართულებით ყოველ აღებულ შემთხვევაში სუსტად მცირდებოდნენ; ამიტომ, ერთობ დიდ აბსოლუტურ სიკაშკაშეთა შუალედისათვის გვიხდებოდა ზოგჯერ $\Phi(M)$ და $v(M)$ ფუნქციების მნიშვნელობათა ექსტრაპოლაცია, რასაც ეროგვარი შეცდომა შემოჰქონდა.

ცხრ. II-ში მოყვანილი P სიდიდის მნიშვნელობანი არსებითად კოსმიური სივრცის იმ ნაწილებს წარმოადგენენ, რომლებიც შესაბამი კლასის ვარსკვლავებით არიან განათებული. თუ ყველა ამ რიცხვებს შევკრებთ, რომელსაც შემდეგში ჩვენ დაუმატებთ აგრეთვე O ტიპის შესაბამ რიცხვსაც, დავინახავთ, რომ ვარსკვლავებით სივრცის მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილია განათებული; ამიტომ, თუ ვარსკვლავთა და ნისლოვანედთა შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა სწორია, მაშინ განათებულ ნისლოვანედთა რიცხვი სავსებით უმნიშვნელო უნდა იყოს გაუნათებელ ნისლოვანედთა რიცხვთან შედარებით.

ცხრ. II-ის მონაცემთა უშუალო შედარების შესაძლებლობას დაკვირვებულ ნისლოვანედთა ფარდობით რიცხვებთან ართულებს ის გარემოება, რომ B ტიპის ვარსკვლავები გვხვდებიან კავშირში როგორც ემისიურ, ისე ამრეკლავ ნისლოვანედებთან. გარდა ამისა საჭიროა P სიდიდის მნიშვნელობა განსაზღვრულ იქნეს აგრეთვე O ტიპის ვარსკვლავთათვის. ცნობილია, რომ Bo ტიპის ვარსკვლავები ემისიურ ნისლოვანედებთან კავშირში გვხვდებიან, ხოლო BI – B9 ტიპის კი ჩვეულებრივად ამრეკლავ ნისლოვანედებთან. ამიტომ, O და Bo ტიპის ვარსკვლავთათვის P-ს მნიშვნელობანი ჩვენ მიერ ცალ-ცალკე იყო გამოთვლილი.

მეორეს მხრივ, B და Bo ტიპის შესაბამ P სიდიდეთა სხვაობა მოგვცემს P-ს მნიშვნელობას BI—B9 სპექტრალურ ერთობლიობისათვის.

O და Bo ტიპის ვარსკვლავთათვის P სიდიდის განზღვრის მიზნით აუცილებელია თვითეულ მათგანისთვის $\Phi(M)$ ფუნქციის ცოდნა. ვინაიდან ამ ფუნქციათა შესახებ მონაცემები არ მოგვეპოვება, ამიტომ, ჩვენ ჩავთვალოთ, რომ ისინი გამოისახებიან განაწილების ერთგვარი ნორმალური კანონით (6), სადაც M_0 აღებული ტიპის ვარსკვლავთა საშუალო აბსოლუტურ სიდიდეს წარმოადგენს, σ — აბსოლუტურ სიდიდეთა დისპერსიას, ხოლო A — ერთგვარ მუდმივ სიდიდეს, რომელიც განსაზღვრავს აღებული ტიპის ვარსკვლავთა აბსოლუტურ კონცენტრაციას სივრცეში. მივიღებთ-რა განსახილავი კლასის ვარსკვლავთათვის ნათების ასეთ ფუნქციას, შეგვიძლია შევუდგეთ იმ ვარსკვლავთა რიცხვის გამოთვლას, რომელთა ხილული სიკაშკაშე, რომელიმე გარკვეულ ვარსკვლავურ სიდიდეს m_0 აღემატება; ამასთანავე ჩვენ ვიგულისხმებთ, რომ განსახილავი ტიპის ვარსკვლავები გალაქტიკის სიბრტყეში თანაბრად არის განაწილებული (ე. ი.

გალაქტიკის სიბრტყის მართობი მიმართულებით დისპერსიას თითქმის სრულებით არ აქვს ადგილი) და პირველად დაუშვებთ, რომ სინათლის შთანთქმას ადგილი არ აქვს; მაშინ შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ყველა იმ ვარსკვლავებს, რომელთა აბსოლუტური სიდიდე არის M და მდებარეობენ უფრო ახლო ვიდრე $r = 10^{0.2(m_0-M)+1}$, ხილული სიკაშკაშე ექნებათ მეტი ვიდრე m_0; ამიტომ, სივრცის მოცულობა, რომელშიაც ეს ვარსკვლავები იქნებიან ხილულნი, შეიძლება გამოვსახოთ შემდეგით:

$$\pi r^2 h = \pi h 10^{0.4(m_0-M)+2},$$

რადგან ეს მოცულობა შეიძლება იქნეს წარმოდგენილი ცილინდრის სახით, რომლის ფუძე გალაქტიკის სიბრტყის პარალელურია და აქვს რადიუსი r: ხოლო სიმაღლე კი რომელიმე სიდიდის h ტოლია.

აქედან, ამ მოცულობაში მოქცეულ ვარსკვლავთა რიცხვი, რომელთა აბსოლუტური სიდიდე არის M და რომლებიც m_0-ზე უფრო კაშკაშად აისახებიან ჩვენ მიერ, გამოისახება ნამრავლით:

$$\pi r^2 h \psi(M) = A\pi e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma^2}} 10^{0.4(m_0-M)+2} h,$$

რომლის ინტეგრობით ყველა შესაძლო აბსოლუტურ სიდიდეთა შუალედში, ჩვენ ვღებულობთ m_0 ხილულ სიდიდეზე უფრო კაშკაშა განსახილავ ტიპის ვარსკვლავთა სრულ რიცხვს, გამოთქმულს (7) სახით.

მეორეს მხრივ, ანალოგიური მსჯელობით მივალთ იმ დასკვნამდე, რომ B0—B9 სპექტრალური ტიპების იმ ვარსკვლავთა საერთო რიცხვი რომელთა ხილული სიდიდე მეტია ვიდრე m_0, გამოისახება ინტეგრალით (8), სადაც $\varphi(m)$ — Van Rhijn-ის და Schwassmann-ის ცხრილში გათვალისწინებულ B ტიპის ყველა ვარსკვლავთა ნათების ფუნქციას წარმოადგენს.

ჩვენ ვიგულისხმებთ, რომ როგორც განსახილავი ტიპისათვის (B0 ან O), ისე, აგრეთვე, B ტიპისათვისაც სიდიდე h ერთი და იგივეა, ე. ი. რომ გალაქტიკის სიბრტყის მართობი მიმართულებით დისპერსია ორთავე შემთხვევაში ერთმანეთის ტოლია; მაშინ, თუ (7) გავყოფთ (8)-ზე, ვპოულობთ (9)-ს.

(9) ტოლობის მარჯვენა ნაწილის ინტეგრალი მნიშვნელში შეიძლება გამოთვლილ იქნეს Van Rhijn-ის და Schwassmann-ის მონაცემების საფუძველზე [4]; მრიცხველის ინტეგრალიც გამოითვლება, თუ ცნობილი იქნება M_0 და σ. ამ უკანასკნელისათვის ჩვენ ვისარგებლეთ Plaskett-Pearce-ის მონაცემებით O და B0 ტიპებისათვის, შესაბამისად.

ეს მონაცემები შემდეგია:

სპექტრ. ტიპი	Mo	σ
O	—4.0	1.33
Bo	—3.4	1.28

$N_{B0-B9}(m_0)$ და $N(m_0)$ რიცხვები Bo და O ტიპებისათვის შეიძლება გამოვთვალოთ ვარსკვლავთა რომელიმე სპექტრალური კატალოგიდან, რომელშიც ყველა ვარსკვლავებია მოცემული გარკვეულ ხილულ სიდიდემდე. ამიტომ თვითეულ საკვლევ სპექტრალური ტიპისათვის (Bo და O) შესაძლოა A სიდიდის პოვნა.

ყველა აღნიშნული მხოლოდ იმ შემთხვევაშია სამართლიანი, როცა ვარსკვლავთაშორისი შთანთქმა არ არსებობს. შთანთქმის დაახლოებითი გათვალისწინება შემდეგი გზით შეიძლება. ზემოდ მივიღეთ, რომ თვითეული სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთა რიცხვი იმ მოცულობის პროპორციულია, რომლის შიგნით აღებული ტიპის ვარსკვლავებს m_0-ზე უფრო მეტი ხილული სიკაშკაშე აქვთ. შთანთქმის არსებობის დროს ეს მოცულობა გაცილებით ნაკლებია, ვიდრე მაშინ, როცა შთანთქმას ადგილი არა აქვს, რადგან, მაგ., O ტიპის ვარსკვლავები, რომელთა საშუალო აბსოლუტური სიდიდე $M=-4$, როცა $m_0=9.0$ მოსჩანან 4×10^3 პარსეკამდე თუ შთანთქმას არ აქვს ადგილი, ხოლო მაშინ-კი, როცა არსებობს შთანთქმა $0^m.6$ სიდიდისა კილოპარსეკზე, ისინი ხილულნი იქნებიან მხოლოდ 2200 პარსეკის მანძილზე. ამრიგად, შესაძლოა გამოვითვალოთ Draper-ის კატალოგით შემოსაზღვრული ნამდვილი მოცულობის შეფარდება იმ მოცულობასთან, რომელიც იქნებოდა შემოსაზღვრული იმავე კატალოგის ვარსკვლავებით სივრცის სავსების გამჭვირვალობის შემთხვევაში; ამასთანავე, ჩვენ მივიღებთ რომ Draper-ის კატალოგის ზღვარული სიდიდე $m_0=9.0$.

ჩვენ მიერ ამგვარი გამოთვლებით Bo და O ტიპისათვის ცალ-ცალკე მიღებული იყო შესაბამი შემასწორებელი მამრავლები და (9) განტოლების მარჯვენა ნაწილის ინტეგრალი მრიცხველში ამ მამრავლზე მრავლდებოდა.

ჩვენ ვისარგებლეთ H. D. კატალოგით. როგორც ცნობილია Bo—B9 ტიპის ვარსკვლავთა საერთო რიცხვი ამ კატალოგში 16.786 უდრის. მეორეს მხრივ, Bo ტიპის ვარსკვლავთა რიცხვი კი ამავე კატალოგის საფუძველზე გამოთვლის დროს აღმოჩნდა 286; ხოლო, O ტიპის ვარსკვლავები აბსორბციული სპექტრით, რომელსაც ჩვენ მივაკუთვნეთ აგრეთვე O_e და O_{e5} ვარსკვლავებიც—53. ამ მონაცემების საფუძველზე გამოთვლილი იყო A სიდიდე ორთავე საკვლევ ტიპისათვის. თუ ამის შემდეგ (5) ფორმულაში შევიტანთ (6) გამოსახვას, ჩვენ მივიღებთ O და Bo ტიპების შესაბამ P სიდიდის მნიშვნელობებს. საბოლოოდ P სიდიდის მნიშვნელობათათვის ჩვენ შევადგინეთ ცხრ. III. ამ ცხრილის

უკანასკნელ სვეტში მოცემულია იმ ნისლოვანედთა რიცხვი n, რომელიც თვითეული სპექტრალური კლასის ვარსკვლავთა მიერ არის განათებული. ამავე ცხრილიდან სჩანს, რომ O და Bo ტიპებისათვის P სიდიდის ჯამი 0.8×10^{-4} ტოლია, მაშინ როცა B1 — M ტიპებისათვის ეს ჯამი უდრის 4.4×10^{-4}.

ამრიგად, O და Bo ვარსკვლავებთან დაკავშირებული ემისიურ ნისლოვანედთა თეორიული რიცხვი $5^1/_2$-ჯერ ნაკლები უნდა იყოს ვიდრე ამრეკლავ ნისლოვანედთა რიცხვი. დაკვირვებითი მასალიდან-კი Hubble-ის შრომაში [6] ემისიურ ნისლოვანედთა რიცხვი 18-ის ტოლია, ხოლო ამრეკლავ ნისლოვანედთა — 64, ე. ი. ფარდობა 4-ზე ნაკლებია. სხვა მხრივ კი შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა ამრეკლავ ნისლოვანედთა მათი გამნათებელი ვარსკვლავების სპექტრალური ტიპის მიხედვით განაწილებისათვის დაახლოებით სწორ სურათს გვაძლევს. კერძოდ, ეს ჰიპოთეზა მშვენიერ ახსნას აძლევს იმ ფაქტს, რომ ამრეკლავ ნისლოვანედთა შორის დიდ უმრავლესობას B1—9 სპექტრი აქვს. ამის გარდა, ერთობ საგულისხმოა ისიც, რომ ცხრილის მიხედვით, M ტიპით განათებული ნისლოვანედები თითქმის სრულებით არ უნდა არსებობდენ, რაც აგრეთვე მშვენივრად ეთანხმება დაკვირვებითი მასალას, რადგანაც ამდაგვარი ნისლოვანედი მართლაც არ ყოფილა ჯერ შენიშნული.

საერთოდ უნდა მივიღოთ, რომ შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზა ამრეკლავ ნისლოვანედთა მიმართ მთლიანად დასაბუთებულია და სამართლიანი. რაც შეეხება ემისიურ ნისლოვანედთ, უნდა ითქვას, რომ ზემოდაღნიშნულ რიცხვობრივ შეუთანხმებლობის მიუხედავათ, სინამდვილეში მათი კავშირიც Bo და O ტიპის ვარსკვლავებთან აგრეთვე შემთხვევითია, რადგან P სიდიდეთა რიცხვობრივ მნიშვნელობათა გამოთვლისას არსებული განუზღვრელობა საკმარისად დიდია და მას შეეძლო გამოეწვია აღნიშნული შეუსაბამობა ექსპერიმენტალურ მონაცემებთან.

პირველი შეხედვით ზედმეტად გაბედულად მოსჩანს ჩვენი დასკვნა, რომ ემისიური და ამრეკლავი ნისლოვანედები არსებითად ერთიდაიმავე ტიპის ობიექტებს წარმოადგენენ, რომელთა სპექტრი მათ განმანათებელ ვარსკვლავთა სპექტრზე არის დამოკიდებული. მართლაც დღემდე ფიქრობდენ, რომ ამრეკლავი ნისლოვანედები საკმარისად მცირე მყარ ნაწილაკთაგან, ე. ი. კოსმიური მტვერისაგან შესდგებიან, მაშინ როცა ემისიური ნისლოვანედები აირწილაკთა სიმრავლეს წარმოადგენენ; მაგრამ, თუ მივიღებთ შემთხვევითი კავშირის ჰიპოთეზას, მაშინ დასკვნა ორთავე ობიექტის ერთდაიმავე ბუნების შესახებ აუცილებლობას წარმოადგენს.

მართლაც, ერთობ ძნელი იქნებოდა სხვაგვარად აგვეხსნა ის გარემოება, რომ ამრეკლავი, ე. ი. მტვეროვანი ნისლოვანედები არ გვხვდება ბუნებაში O და Bo ტიპის ვარსკვლავებთან დაკავშირებული. პრინციპიალურად სავსებით მოსალოდნელია, რომ O და Bo ტიპის ვარსკვლავებს ისევე შეეძლოთ სივრცეში არსებულ კოსმიური მტვერის ღრუბელთა განათება, როგორც სხვა დანარჩენი, უფრო სუსტი სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთ. მეორეს მხრივ, ცნობილია ფაქტი ერთ და იმავე ნისლოვანედში არეკლილ და ემისიურ სპექტრთა თანაარსებობისა სწორედ ისეთ შემთხვევებში, როცა ნისლოვანედი B1

ტიპის ვარსკვლავთან არის კავშირში. ამრიგად, მივიღებთ რა ორთავე ტიპის ნისლოვანედთა ბუნების ერთგვარობის ჰიპოთეზას, ჩვენ უნდა დაუშვათ, რომ ნისლოვანედს შეუძლია როგორც არეკლილი, ისე ემისიური სპექტრის მოცემა იმისდამიხედვით, თუ როგორია იმ ვარსკვლავის სპექტრალური კლასი, რომელსაც იგი დაუახლოვდება სივრცეში ძრაობის დროს.

მოსალოდნელია, რომ ეს გარემოება გამოწვეულია მით, რომ O და B0 ტიპის ვარსკვლავები მტვეროვან ნისლოვანედებთან შეხვედრისას იწვევენ აირთა ინტენსიურ გამოყოფას კოსმიური მტვერიდან და ამ აირთა შემდგომი აღგზნებით უზრუნველყოფენ ნისლოვანედის ემისიურ სპექტრს; ამ მხრივ, იმ პროცესის ანალოგიური რამ გვაქვს, რომელსაც მზესთან კომეტის მიახლოებისას აქვს ადგილი, როცა მყარ წილაკთაგან შედგენილ გულიდან გამოიყოფა გაზი, რომელიც წარმოშობს თავსა და კუდს და, რომელიც იმავე მზის გამოსხივების გავლენით ემისიურ სპექტრს იძლევა; მზისაგან დიდ მანძილზე კი კომეტებს არ აქვთ კუდი და აირადი გარსი და არეკლავენ მზის უწყვეტ სპექტრს.

თუ ცხრ. III-ის მეორე სვეტის ყველა რიცხვებს შევაჯამებთ, მივიღებთ, რომ ყველა ვარსკვლავები ერთად აღებულნი, ვარსკვლავთაშორისი სივრცის მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილს ანათებენ, სახელდობრ:

$$\Sigma P = 5{\cdot}2 \times 10^{-4}.$$

ამრიგად, რადგან ვარსკვლავებით განათებულია მთელი ვარსკვლავთაშორისი სივრცის მხოლოდ ორი მეათასედი ნაწილი და რადგან ნისლოვანედთა სივრცეში განაწილება შემთხვევითია და ვარსკვლავებზე დამოუკიდებელი, ამიტომ თვითეულ ნათელ დიფუზურ ნისლოვანედზე დაახლოებით ორი ათასი გაუნათებელი დიფუზური ნისლოვანედი მოდის. თუ ერთ საათიანი ექსპოზიციის შემთხვევაში 60″ რეფლექტორისათვის შესამჩნევ დიფუზურ ნისლოვანედთა რიცხვს 150-ით განვსაზღვრავთ, მაშინ იმავე ინსტრუმენტისათვის შესამჩნევად შესაძლო ყველა დიფუზურ ნისლოვანედთა რიცხვი დაახლოებით უნდა იყოს 3×10^5. ყველა 150 ნათელი ნისლოვანედი უნდა მდებარეობდეს ჩვენგან 2.000 პარსეკზე უფრო ახლო, რადგან უფრო შორი მანძილის შემთხვევაში კოსმიური შთანთქმა შეამცირებდა მათ ზედაპირულ სიკაშკაშეს და დაკვირვებისათვის მიუწვდომლად გახდიდა. მაშასადამე, ყველა 300.000 ბნელი ნისლოვანედნიც ჩვენგან 2.000 პარსეკზე უფრო ახლო უნდა მდებარეობდენ.

აქედან არ არის ძნელი ერთ კუბურ პარსეკში მოქცეულ ნისლოვანედთა საერთო რიცხვის ქვემო ზღვარის გამოთვლა. მართლაც, აღნიშნული ნისლოვანედნი უნდა მდებარეობდენ ცილინდრის შიგნით, რომლის ფუძის რადიუსი 2.000 პარსეკია, ხოლო სიმაღლე — 200 პარსეკს არ აღემატება. თუნდაც რომ დაუშვათ ცილინდრის სიმაღლისათვის უფრო დიდი მნიშვნელობა, ე. ი., რომ ნისლოვანედნი გვხვდებიან 100 პარსეკზედ უფრო დიდ მანძილზე გალაქტიკის სიბრტყიდან, გამოთვლებისას მაინც უნდა ვისარგებლოთ ნაჩვენები ციფრით —

200 პარსეკით, რადგან გალაქტიკის სიბრტყიდან 100 პარსეკზედ უფრო შორ მანძილებზე ნისლოვანედების გამნათებ ლ ვარსკვლავთა (უმთავრესად O და B ტიპების) კონცენტრაცია ერთობ მცირეა და ამ უბანში არსებულ ნისლოვანედთა წარმომადგენ ლთ არ ექნებათ ალბათობა ჩვენ მიერ ნაჩვენებ 150 ნათელ ობიექტებში მოხვედრისა. ამიტომ ეს ნისლოვანედები მიღებულ 300.000 ნისლოვანედთა რიცხვში არ შედიან.

ჩავთვლით რა, რომ ნაჩვენები 3×10^5 ნისლოვანედი განაწილებულია აღნიშნული ცილინდრის მოცულობის შიგნით, მივიღებთ რომ ყოველ 8.000 კუბურ პარსეკზე ერთი დიფუზური ნისლოვანედი მოდის. თუ გალაქტიკის სიბრტყეში ავიღებთ ჩვენგან l მანძილით დაშორებულ მხედველობის სხივს, მაშინ ამ უკანასკნელით გადაკვეთილ ნისლოვანედთა რიცხვი იქნება $n\sigma l$, სადაც σ არის ნისლოვანედის განივკვეთი, ხოლო n — ნისლოვანედთა რაოდენობა ერთ კუბურ პარსეკში. ზემოდ თქმულის მიხედვით $n=\frac{1}{8000}$ · თუ ვიგულისხმებთ, რომ განივკვეთი σ დაახლოებით 25 კვადრატული პარსეკის ტოლია (რაც საკმარისად შეესაბამება იმ ფაქტს, რომ ნისლოვანედთა დიამეტრების მნიშვნელობანი გვხვდებიან 1 და 20 პარსეკს შუა), მაშინ ვღებულობთ, რომ როცა $l=1000$ პარსეკს, მხედველობის სხივი საშუალოდ 3 ნისლოვანედს გადაჰკვეთს.

სინამდვილეში ჩვენ მიერ აღებული ზღვარული მანძილი 2000 პარსეკის სიდიდით, ალბათ, ზედა ზღვარს წარმოადგენს. ამ მანძილის რამდენადმე გადიდება, მხედველობის სხივით გადაკვეთილ ნისლოვანედთა რიცხვისთვის სწრაფ ზრდას მოგვცემს. ქვემოდ განვიხილავთ საკითხს სინათლის შთანთქმის შესახებ ამ გაუნათებელი დიფუზური ნისლოვანედების მიერ.

მნათი ვარსკვლავის ხილულ სიდიდესა და ნისლოვანედამდე მის კუთხურ მანძილს შორის ურთიერთ მიმართების განხილვის დროს, რაც Hubble-ის ფარდობის სახელწოდებით არის ცნობილი, იმავითვე გულისხმობენ, რომ ვარსკვლავის სინათლეს ნისლოვანედი მთლიანად არეკლავს, ან, ყოველ შემთხვევაში, მის საგრძნობ ნაწილს მაინც. ის გარემოება, რომ დაკვირვებითი მასალა მთლიანად ადასტურებს ამ თეორიულ მოსაზრებას, მოწმობს რომ ასეთი თვალსაზრისი სწორია, ე. ი. მართლაც ხდება ნისლოვანედებიდან მათზე დაცემული სინათლის საგრძნობი ნაწილის არეკლა. ყოველ შემთხვევაში ეს ნაწილი აუცილებლად უნდა აღემატებოდეს ვარსკვლავთაგან ნისლოვანედებზე დაცემული სინათლის 10%, რადგან წინააღმდეგ შემთხვევაში თეორიული და ექსპერიმენტალური ფარდობანი საშუალოდ ერთობ საგრძნობი სიდიდის განსხვავებებს მოგვცემდენ. უნდა ვიფიქროთ, რომ ნისლოვანედებიდან აირეკლება მიღებული სინათლის მთელი რაოდენობის არა ნაკლები 30%-სა; არეკლის ასეთი უნარი ნიშნავს, რომ ნისლოვანედთა უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთა სინათლე 30%-ით, ე. ი. $0^m.3$ სუსტდება. თუ მივიღებთ ახლა მხედველობაში ზემოდმოყვანილ გამოთვლას, რომ 1000 პარსეკის მანძილზე სხივი საშუალოდ 3 ნისლოვანედს გადაჰკვეთს, მაშინ ნათელია, რომ გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა სიმრავლით გამოწვეული შთანთქმა გალაქტიკის სიბრტყეში არ იქნება $0^m.9$ ან ერთ

ვარსკვლავურ სიდიდეზე ნაკლები ერთ კილოპარსეკზედ. მეორეს მხრივ ცნობილია, რომ სივრცეში ადგილი აქვს საერთო კოსმიურ შთანთქმას, რომელიც ერთ კილოპარსეკზე $0^m.6$—$0^m.7$ აღწევს; აქედან, ბუნებრივია დაუშვათ, რომ საერთო კოსმიური შთანთქმა გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა ერთობლიობით არის გამოწვეული. ასეთი დასკვნის სამართლიანობაში ჩვენ არ უნდა დაგვაეჭვოს იმ გარემოებამ, რომ ამ უკანასკნელთა მიერ გამოწვეული შთანთქმისათვის ჩვენ მიერ მიღებული ოდენობა რამდენადმე აღემატება კოსმიური შთანთქმის საშუალო კოეფიციენტს, რადგანაც, ამ ოდენობის გამოთვლისას ჩვენ ვსარგებლობდით ნისლოვანედთა განივჭრილის σ მნიშვნელობით, რომელიც ჩვენთვის, რასაკვირველია, ზუსტად არ არის ცნობილი, და რომელიც, მოსალოდნელია, გადაჭარბებით იყო აღებული. საერთო კოსმიური შთანთქმის ასეთი ინტერპრეტაცია ჩვენ მით უფრო სამართლიანად მიგვაჩნია, რომ უკვე დიდი ხანია იწვევდა ეჭვს მისი არათანაბარი განაწილება სივრცეში.

უნდა დაუმატოთ, რომ სხვადასხვა ნისლოვანედთ აუცილებლად სხვადასხვაგვარი ოპტიური სისქე აქვთ. გაუნათებელ ნისლოვანედთა შორის აუცილებლად უნდა იყოს ისეთებიც, რომელთა ოპტიური სისქე ერთ ვარსკვლავურ სიდიდეს აღემატება. ამდაგვარი გაუნათებელი ნისლოვანედები, მათ უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთა სინათლის ინტენსიური შთანთქმის გამო, ჩვენ „ბნელ“ ნისლოვანედებათ უნდა მოგვეჩვენონ. ასეთი თვალ აზრისის მიხედვით, ნათელი და ბნელი ნისლოვანედები განხილული უნდა იქმნან როგორც წარმომადგენელნი დიფუზურ ნისლოვანედთა ერთობ ფართე კლასის, რომლის წევრთა უმრავლესობა განათებული არ არის. თვითეულ ნისლოვანედს შეუძლია აგრეთვე მის უკან მოთავსებულ ვარსკვლავთათვის კოლორ-ექსცესის გამოწვევა. G. Shajn-ი, რომელმაც დიფუზურ ნისლოვანედებს შიგნით მოთავსებულ ვარსკვლავთა კოლორ-ექსცესის საკითხი შეისწავლა, იმ დასკვნამდე მივიდა, რომ ამ კოლორ-ექსცესთა ნაწილი, სახელდობრ, 0.1 ვარსკვლავური სიდიდე, თვით დიფუზური ნისლოვანედით არის გამოწვეული, ხოლო, დანარჩენი ნაწილი კი შუალით ჩვენსა და ნისლოვანედს შორის [7]. თუ ნისლოვანედი მასში მოთავსებულ ვარსკვლავისათვის ასეთი სიდიდის კოლორ-ექსცესს იწვევს, ცხადია, არა ნაკლები სიდიდის იქნება მათ მიერ გამოწვეული კოლორ-ექსცესი იმ ვარსკვლავთათვის, რომლებიც მათ უკან იმყოფებიან; ამიტომ, უნდა ჩავთვალოთ, რომ თვითეული დიფუზური ნისლოვანედი საშუალოდ $0^m.1$-დან $0^m.2$-დე სელექტურ შთანთქმას იწვევს. აქედან გამომდინარეობს, რომ თვითეულ კილოპარსეკზე სელექტური შთანთქმა $0^m.3$-ს უნდა აღემატებოდეს, რადგან სინათლის სხივი, როგორც ეს ზემოდ იყო აღნიშნული, თავის გზაზე საშუალოდ 3 ნისლოვანედს გადაჰკვეთს.

ქვემოდ ჩვენ დავასაბუთებთ, რომ იმ ფაქტების ერთობლიობა, რომელნიც შეეხებიან კოსმიურ შთანთქმას, როგორც საერთოს, ისე სელექტურს, — სავსებით ადასტურებს ჩვენ მიერ აქ წამოყენებულ თვალსაზრისს იმის შესახებ, რომ ორთავე ეს შთანთქმა გამოწვეულია არა თანაბრად განაწილებული მატერიით სივრცეში, არამედ გაუნათებელ ცალკე ნისლოვანედთა ერთობლიობით.

მშთანთქმელი მატერიის არათანაბრად განაწილების მკვეთრად გამოსახული ხასიათი მთელ რიგ ავტორთა მიერ იყო აღნიშნული. ცნობილია, რომ ერთობ ხშირად გვხვდება შემთხვევები, როცა რომელიმე უბანი მძლავრი სელექტური შთანთქმით ერთობ ახლო (გალაქტიკური გრძედის სულ რამოდენიმე გრადუსის დაშორებით) მდებარეობს ისეთ უბანთან, სადაც სელექტური შთანთქმა საგრძნობლად მცირეა; სავსებით ანალოგიურად უნდა მივიღოთ, რომ რძის გზაზე სიკაშკაშის განაწილების არაერთგვარობა საგრძნობლად არის დამოკიდებული მშთანთქმელი მატერიის განაწილების არაერთგვარობაზე. აღნიშნულ არაერთგვარობათა მიზეზის ახსნა სავსებით შეუძლებელი იქნებოდა, თუ ჩვენ მშთანთქმელი ბნელი მატერიისათვის მივიღებდით ისეთ განაწილებას გალაქტიკაში, როცა მისი სიმკვრივე კოორდინატთა მძიმედ კლებად ფუნქციას წარმოადგენს. მაშინ, რეზულტატური შთანთქმა, რომელიც მხედველობითი სხივის გასწვრივ ინტეგრობით მიიღება, ზეციური სფეროს კოორდინატთა კიდევ უფრო მძიმედ კლებადი ფუნქცია უნდა ყოფილიყო. უკვე მარტო ეს გარემოებაც კი საკმარისია იმისათვის, რომ მივიდეთ დასკვნამდე, რომ ვარსკვლავთაშორისი სივრცეში განაწილებულ მშთანთქმელ მატერიას დაქუცმაცებული და ნაკუწ-ნაკუწად შესქელებული სახე აქვს; აქედან სავსებით ბუნებრივია შეხედულება, რომლის თანახმად მატერიის კონცენტრაცია ამ შესქელებებშია განხორციელებული გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა სახით.

მეორეს მხრივ, ერთობ საინტერესოა ის ფაქტი (G. Shajn-ის მიერ მითითებული), რომ ბნელი ადგილები რძის გზაზე არ ემთხვევიან დიდი სელექტური შთანთქმის მქონე უბნებს [8]. მშთანთქმელი მატერიის უწყვეტი განაწილების თვალსაზრისით ეს ფაქტი სავსებით გაუგებარია. მართლაც, სელექტურ შთანთქმას სულ სხვა ზომის წილაკები იწვევენ, ვიდრე ნეიტრალურ შთანთქმას. საერთო შთანთქმა კი წარმოადგენს ნეიტრალური შთანთქმის და იმ შთანთქმის ჯამს, რომელიც სელექტურ შთანთქმაზე არის დამოკიდებული. იქ, სადაც სელექტური შთანთქმა არსებობს, მასზე დამოკიდებული საერთო შთანთქმაც მნიშვნელოვანი სიდიდის არის. ამიტომ, თუ დიდ და მცირე ზომის წილაკთა განაწილება ერთმანეთზე დამოუკიდებელია, ან, თუ ორთავე განაწილების შორის დადებითი კორელაცია არსებობს, მაშინ საშუალოდ იქ, სადაც სელექტური შთანთქმა დიდია, დიდი უნდა იყოს აგრეთვე საერთო შთანთქმაც. აქედან, თუ გამოვალთ მშთანთქმელი მატერიის უწყვეტი განაწილების თვალსაზრისიდან და მხედველობაში მივიღებთ იმ გარემოებას, რომ რძის გზის ზედაპირულ სიკაშკაშესა და გაწითლების შორის არ არსებობს კორელაცია, მივალთ ხელოვნურ დასკვნამდე იმის შესახებ, რომ დიდ და მცირე ზომის წილაკთა განაწილებათა შორის უარყოფითი კორელაცია არსებობს, ე. ი. სივრცის იმ უბანში, სადაც მოზრდილ წილაკთა რიცხვი დიდია, პატარა ზომის წილაკთა რაოდენობა მცირეა და პირიქით. ქვემოდ დავინახავთ, რომ ჩვენ მიერ განვითარებული თვალსაზრისით მშთანთქმელი შუალის და დიფუზურ ნისლოვანედთა ერთობლიობის იგივეობის შესახებ ამ ფაქტს სავსებით ბუნებრივი ახსნა-განმარტება შეიძლება მიეცეს ყოველგვარი დამატებითი სახის დაშვების გარეშე.

სიმარტივისათვის მივიღოთ, რომ თვითეული დიფუზური ნისლოვანედი ვარსკვლავური სიდიდის გარკვეულ ნაწილს შთანთქავს (როგორც ეს ზემოდ იყო ნაჩვენები, დაახლოებით $0^m.3$). ეს შთანთქმა ვარსკვლავურ სიდიდის ერთეულებში ავღნიშნოთ k-თი. შემდეგ, ვთქვათ, რომელიმე r მანძილზე სხივით გადაკვეთილ ნისლოვანედთა რიცხვი არის n; მაშინ, როგორც ცნობილია, სხივის ამ გზაზე ნისლოვანედთა საშუალო რიცხვის საშუალო კვადრატული სხვაობა $\sqrt{n}$ იქნება; ამიტომ, ამ მანძილზე საშუალო შთანთქმა ვარსკვლავური სიდიდის ერთეულებში იქნება nk, ხოლო შთანთქმის საშუალო კვადრატული სხვაობა კი— $k\sqrt{n}$. ცხადია, რაც უფრო დიდია მანძილი, ე. ი. რაც უფრო დიდია r, მით უფრო მეტია ვარსკვლავურ სიდიდის ერთეულებში გამოსახული შთანთქმის საშუალო კვადრატული სხვაობა, და, მაშასადამე, რაც უფრო შორსაა შესასწავლ კლასის ობიექტები, ამ ობიექტთა სიკაშკაშისთვის მით უფრო დიდი ფლუქტუაციები უნდა გამოიწვიოს კოსმიური შთანთქმის სიდიდის რყევამ. მთავარია ის, რომ მანძილის გადიდებისას იზრდება აგრეთვე შთანთქმის ფლუქტუაციებიც, გამოსახულნი ვარსკვლავურ სიდიდის ერთეულებში, ე. ი. ლოგარითმულ სკალაში. ამაშია განსხვავება ნისლოვანედთა რიცხვის რყევით გამოწვეულ სიკაშკაშის ფლუქტუაციებსა და ყველა სხვაგვარ ფლუქტუაციათა შორის, რომლებიც ფიზიკაში გვხვდება. ასე მაგ., თუ დავაკვირდებოდით თანაბრად განათებულ სფეროს, როცა ამ უკანასკნელსა და ჩვენს შორის მდებარეობს მუდმივი ოპტიური სისქის k მქონე ბნელ ნისლოვანედთა ერთობლიობა, მაშინ, ნისლოვანედთა საშუალო რიცხვის გადიდების დროს, ნისლოვანედებში გავლილი სინათლის ჩვენი დაკვირვებით ფიქსირებული ინტენსიობის ფლუქტუაცია, გამოსახული ვარსკვლავურ სიდიდეებში მანძილის ერთეულზე იქნებოდა მით უფრო მეტი, რაც მეტია ნისლოვანედთა საშუალო რიცხვი სინათლის სხივის გზაზე აღებული მიმართულებით. მაშასადამე, ბნელი და ნათელი უბნების კონტრასტიც რძის გზაზე უნდა გადიდებულიყო აგრეთვე ნისლოვანედთა რიცხვის გადიდებით. სწორედ ამის გამო არარეგულარობა საერთო და სელექტურ შთანთქმაში არა თუ არ უნდა კლებულობდეს, არამედ, პირიქით, უნდა მატულობდეს მანძილის გადიდებისას განსახილავ ობიექტებამდე. ამიტომ სასურველი იყო შეგვემოწმებინა ფლუქტუაციისათვის თეორიიდან გამომდინარე რიცხვითი მნიშვნელობა და მისი ზრდა მანძილთან ერთად.

მაგრამ ასეთი შემოწმება არ წარმოადგენს ისეთ მარტივ საქმეს, როგორც ეს ერთის შეხედვით სჩანს; ასე მაგ., თუ B ტიპის რომელიმე გარკვეული ქვეკლასის, ვთქვათ B3 ვარსკვლავთა კოლორ-ექსცესს განვიხილავთ, დავინახავთ, რომ კოლორ-ექსცესთა სხვაობა შეიძლება წარმოიშვას არა მარტო შთანთქმითი ფლუქტუაციის შედეგად, არამედ იმის შედეგადაც, რომ ამ ვარსკვლავებს აბსოლუტურ სიდიდეთა ერთი გარკვეული დისპერსია აქვთ, და, მაშასადამე, მათი მანძილი ერთმანეთში პროცენტების მიხედვით საკმარისად დიდად განსხვავდება.

ჩვეულებრივად, სხვადასხვა ტიპის ვარსკვლავთათვის, შთანთქმის სელექტური კოეფიციენტის განსაზღვრის დროს ვარსკვლავთა მანძილი გამოჰყავთ იმ დაშვებიდან, რომ აღებულ ვარსკვლავს აღებული სპექტრალური ქვეკლასის საშუალო აბსოლუტური სიდიდე აქვს; სინამდვილეში კი აბსო-

ლუტური სიდიდე შესაძლოა განსხვავდებოდეს საშუალოდან და ამიტომ ასეთი გზით განზღვრული მანძილი არ იქნება სწორი. მანძილის არასისწორის გამო ასეთრიგად განზღვრული სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტთათვის წარმოიშობა ერთგვარი მოჩვენებითი დისპერსია. ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ეს დისპერსია მანძილის პროპორციულად იზრდება და, პრაქტიკულად, ყველა შემთხვევებში აღემატება ზემოდგანხილულ სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტთა ნამდვილ დისპერსიას. ამიტომ, ამ უკანასკნელის განზღვრის საკითხი ერთობ რთულდება.

ამ გართულებათა დაძლევის მიზნით სასურველია განვიხილოთ ისეთი ობიექტები, რომელთა მიმართ ჩვენ დაბეჯითებით ვიცით რომ ისინი ჩვენგან ერთი და იმავე მანძილით არიან დაშორებულნი.

ჩვენ ვფიქრობთ, რომ შორეულ ობიექტთა შორის ასეთებს ორმაგი და ჯერადი ვარსკვლავთ-გროვები წარმოადგენენ. მაგ., ყოველგვარი ეჭვის გარეშეა, რომ χ და h Persei ჩვენგან ერთსა და იმავე მანძილით არის დაშორებული. ამიტომ ერთობ საინტერესოა გამოირკვეს საკითხი იმის შესახებ არსებობს, თუ არა კოლორ-ექსცესი ერთი მათგანისთვის მეორეს მიმართ. ამ საკითხის გადასაჭრელად საჭიროა ორთავე ვარსკვლავთ-გროვაში შემავალ ერთსადაიმავე სპექტრალური ტიპის ვარსკვლავთათვის კოლორ-ექსცესთა სხვაობის შედგენა. ამ მიზნით ჩვენ Thorndike-ს მიერ მიღებული[9] კოლორ-ექვივალენტებით ვისარგებლეთ. შედარებულ იყო ერთმანეთთან h Persei-ს თერთმეტი და χ Persei-ს ათი ვარსკვლავის კოლორ-ექსცესები; ამასთანავე ყველა აღებული ვარსკვლავები Bo—Ao სპექტრალური შუალედით იყო შემოსაზღვრული. ამ შედარებამ გვიჩვენა, რომ χ Persei-ს h Persei-ს მიმართ დადებითი კოლორ-ექვივალენტი აქვს, რომლის ოდენობა $0^{m}.24 \pm 0^{m}.07$ გამოისახება.

ეს შედეგი, თუმცა არასრულ მასალაზეა დაფუძნებული, მაგრამ მაინც მიგვითითებს იმ გარემოებაზე, რომ ერთი ვარსკვლავთ-გროვიდან მეორეზე გადასვლისას, ადგილი აქვს საკმარისად დიდ ფლუქტუაციას სელექტურ შთანთქმაში.

ზემოდ აღნიშნული იყო, რომ მშთანთქმელი მატერიის უწყვეტი განაწილების თვალსაზრისით შეუძლებელია აიხსნას ის ექსპერიმენტალური ფაქტი, რომ სელექტური შთანთქმის სიდიდესა და რძის გზის ზედაპირულ სიკაშკაშეს შორის კორელაცია არ არსებობს. ბნელი მატერიის წყვეტილი განაწილების თვალსაზრისით კი, ეს გარემოება ადვილად შეიძლება იქნეს განმარტებული. საკითხი მდგომარეობს იმაში, რომ რძის გზის ზედაპირული სიკაშკაშის მნიშვნელოვანი ცვალებადობა, როგორც ეს Kreiken-მა გვაჩვენა, მხოლოდ იმ ბნელ მატერიას შეუძლია გამოიწვიოს, რომელიც ჩვენგან არა უმეტესი 200 პარსეკის დაშორებით იმყოფება. ამიტომ ჩვენი თვალსაზრისის საფუძველზე შეგვიძლია ჩავთვალოთ, რომ ზედაპირული სიკაშკაშის განაწილება რძის გზაზე ძირითადად დამოკიდებულია იმ გაუნათებელ ნისლოვანედებზე, რომლებიც ჩვენგან 200 პარსეკზე უფრო ახლო მდებარეობენ.

მეორეს მხრივ, სელექტური შთანთქმა შესწავლილია ძირითადად Stebbins-ის და Huffer-ის შრომის [10] საფუძველზე, რომელიც წარმოადგენა მასალას ჩვენგან 500-600 პარსეკის დაშორებით მდებარე B ტიპის ვარსკვლავთა შესახებ. მაშასადამე, ამ მასალის საფუძველზე მიღებული სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის განაწილების სურათი, იმ გაუნათებელ ნისლოვანედთა განაწილებაზე არის დამოკიდებული, რომლებიც ჩვენგან 500 პარსეკის და კიდევ უფრო მეტი დაშორებით მდებარეობენ. ამრიგად, ზედაპირული სიკაშკაშის განაწილება რძის გზაზე, ერთის მხრივ, და სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტის განაწილება, მეორეს მხრივ, ნისლოვანედთა ორ სხვადასხვა სიმრავლეზე არის დამოკიდებული. მართალია, ერთი ამ სიმრავლეთაგანი მეორის ნაწილს შეადგენს, მაგრამ, ნისლოვანედთა რიცხვის ფლუქტუაცია, ერთ რომელიმე სიმრავლეში აღებული მიმართულებით, ცხადია, თითქმის სავსებით დამოუკიდებელი იქნება იმავე მიმართულებით მეორე სიმრავლის ნისლოვანედთა რიცხვის ფლუქტუაციაზე; რძის გზის ზედაპირულ სიკაშკაშესა და სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტს შორის თითქმის არავითარი კორელაცია არ უნდა არსებობდეს; არსებული დაკვირვებითი მასალა ამ საკითხში სავსებით ადასტურებს ჩვენ მიერ განვითარებულ თეორიის ამ შედეგს.

ამ შრომაში ჩვენ ვაჩვენეთ, რომ დიფუზური ნისლოვანედები თავიანთ გამნათებელ ვარსკვლავებთან არ იმყოფებიან გენეტიურ კავშირში და ამ უკანასკნელთ ისინი მხოლოდ შემთხვევით ხვდებიან სივრცეში ძრაობის დროს. ამრიგად, სისტემა — „ნისლოვანედი და მისი გამნათებელი ვარსკვლავი“ — შემთხვევითი შეხვედრის პროდუქტად უნდა ჩაითვალოს. ამ გარემოებას იმ დასკვნამდე მივყევართ, რომ ბუნებაში გაუნათებელ დიფუზურ ნისლოვანედთა რიცხვი ერთობ დიდია და გალაქტიკურ სივრცეში უსისტემოდ არის განაწილებული.

სათანადო გამოთვლები გვარწმუნებენ, რომ ამ ნისლოვანედებით გამოწვეული შორეულ ვარსკვლავთა სინათლის შთანთქმის სიდიდე იმავე რიგისაა, როგორც დაკვირვებითი მასალის საფუძველზე მიღებული საერთო შთანთქმის რაოდენობა; ამიტომ, საერთო შთანთქმის მიზეზი სწორედ ამ გაუნათებელ ნისლოვანედებში უნდა ვეძიოთ. ამ თვალსაზრისით სავსებით გასაგებია, თუ რატომ აქვს ადგილი ზეციური სფეროს მეზობელ უბნებს შორის საერთო და სელექტურ შთანთქმის ფლუქტუაციათა დიდ მნიშვნელობებს. გარდა ამისა, ჩვენ მიერ ნაჩვენები იყო, რომ რძის გზის სხვადასხვა უბანთა ზედაპირულ სიკაშკაშესა და სელექტური შთანთქმის კოეფიციენტს შორის არავითარი კორელაცია არ არის მოსალოდნელი.

ჩვენ მიერ წამოყენებული თვალსაზრისის მიხედვით, არეკლითი, ემისიური და აგრეთვე „ბნელი“ ნისლოვანედები სინამდვილეში დიფუზურ ნისლოვანედთა, როგორც ერთგვაროვან ობიექტთა კლასის, მხოლოდ ცალკე წარმომადგენლები არიან. ამასთანავე, დიფუზური ნისლოვანედები, რომელთაც დიდი ოპტიური სისქე აქვთ და არ არიან განათებული მაღალი სიკაშკაშის მქონე ვარსკვლავებით, ჩვენ მოგვეჩვენება როგორც ბნელი ნისლოვანედები; დიფუზური ნისლოვა-

ნედნი, რომლებიც B1—M ტიპის ვარსკვლავებით არიან განათებული, ამ უკანასკნელთა სინათლეს მხოლოდ არეკლავენ და ამრიგად ჰქმნიან ე. წ. ამრეკლავ ნისლოვანედთა ჯგუფს; დაბოლოს დიფუზური ნისლოვანედები, რომლებიც O და B0 ტიპის ვარსკვლავთა გამოსხივების არეში იმყოფებიან, ემისიურ სპექტრს გვაძლევენ, თუმცა მათი ფიზიკური ბუნება ამრეკლავ ნისლოვანედთაგან თავდაპირველად, ე. ი. სანამ ისინი თავიანთ გამნათებელ ვარსკვლავთ არ შეხვდებიან, არაფრით არ განსხვავდება. ასეთი შეხვედრის შემდეგ კი წარმოიშობა ერთგვარი განსხვავება, რომელიც თავისი ემპირიული გამოვლენით იმ განსხვავების ანალოგიურია, რომელიც შემჩნეულია მზიდან ახლო და შორ მანძილზე მდებარე კომეტებს შორის.

ამრიგად, ჩვენ მიერ წამოყენებული თვალსაზრისი სავსებით მარტივ და ბუნებრივ ინტერპრეტაციას აძლევს დღემდე გადაუწყვეტელ მთელ რიგ საკითხებს, რომლებიც შეეხება როგორც ბნელ, ამრეკლავ და ემისიურ ნისლოვანედთ, ისე სელექტურ და საერთო კოსმიურ შთანთქმასაც. ამასთანავე, ამ თვალსაზრისში მიღწეულია კოსმიური შთანთქმის და დიფუზურ ნისლოვანედების პრობლემათა გაერთიანება, რაც საშუალებას გვაძლევს უკუვაგდოთ ჰიპოთეზა განსაკუთრებული ბუნების მქონე უწყვეტად განაწილებული შუალის არსებობის შესახებ გალაქტიკაში.

სექტემბერი, 1937.