

## Über die Massen der von den neuen Sternen ausgestoßenen Gashüllen.

Von **V. Ambarzumian** und **N. Kosirev** in Leningrad.

(Eingegangen am 26. September 1933.)

Die Masse einer von einer Nova ausgestoßenen Gashülle ist von der Größenordnung  $1/100\,000$  Sonnenmasse.

Die Ansicht, daß beim Aufleuchten eines neuen Sterns ein Übergangsprozeß aus einem Gleichgewichtszustand in einen anderen vor sich geht, ist wohl jetzt von allen anerkannt. Freilich ist der Zustand, der nach dem Aufleuchten eintritt, nicht ganz stabil, da einerseits kleine Änderungen der Helligkeit noch stattfinden und andererseits das Spektrum wenigstens in mehreren Fällen von der Art der Wolf-Rayet Sterne ist, was auf kontinuierlichen Ausfluß von Materie hindeutet. Es würde wohl richtiger sein, diesen Zustand einen quasi-stabilen zu nennen, wodurch zum Ausdruck kommen soll, daß der Stern keine katastrophalen Änderungen, wie beim Aufleuchten selbst erleidet.

Für die Erforschung der Natur der Novae ist die Bestimmung der Masse der beim Aufleuchten ausgestoßenen Gashülle von Bedeutung. Obwohl eine genaue Bestimmung der Masse der Gashülle eine äußerst schwierige Aufgabe ist, kann man, wie es scheint, einige Wege vorschlagen, den Betrag dieser Masse wenigstens roh zu schätzen.

§ 1. Beim Aufleuchten einer Novae findet ein rasches Zunehmen der Intensität des kontinuierlichen Spektrums statt, dank der Ausdehnung der ausgestoßenen Hülle.

Wenn  $T$  die Temperatur der Oberfläche ist, so haben wir

$$L = 4r^2\sigma T^4, \quad (1)$$

wo  $L$  die Leuchtkraft,  $r$  der Radius der Hülle,  $\sigma$  die STEFANsche Konstante sind.

Diese Formel gilt aber nur, wenn die optische Dicke der Hülle  $\tau_0$  groß ist. Ist die Temperatur der Hülle während der Ausdehnung konstant (wie aus dem Spektrum geschlossen werden kann), so steigt die Helligkeit des Sterns proportional dem Quadrat des Radius der Hülle. Aber bei der Ausdehnung der Hülle verringert sich die optische Dicke  $\tau_0$ , und wenn  $\tau_0$  kleiner

Über die Massen der von den neuen Sternen ausgestoßenen Gashüllen. 321

als 1 wird, beginnt, wie wir jetzt zeigen wollen, die Helligkeit der Hülle schwächer zu werden. In der Tat haben wir für  $\tau_0$

$$\tau_0 = \int_{r_1}^r \kappa \varrho dr = \alpha \cdot \int_{r_1}^r \frac{x P_e \varrho}{T^{11/2}} dr,$$

wo  $\kappa$  der Absorptionskoeffizient,  $\alpha =$  eine Konstante,  $P_e$  der Elektronendruck,  $x$  der Ionisationsgrad,  $\varrho$  die Dichte,  $r_1$  und  $r$  die innere und äußere Grenze der Hülle sind. Wir haben:

$$P_e = n_e k T; \quad \varrho = n m,$$

wo  $k$  die Gaskonstante,  $m$  die mittlere Atommasse,  $n_e$  die Elektronenzahl in der Volumeneinheit und  $n$  die entsprechende Zahl der Atome ist. Bei der Temperatur der Hülle  $T = 7000^0$  (F-Typus) kann angenommen werden, daß alle Atome im Durchschnitt einmal ionisiert sind und also

$$x = 1, \quad n = n_e.$$

Deshalb

$$\tau_0 = \alpha k T^{-9/2} m \int_{r_1}^{r_2} n^2 dr.$$

Ersetzt man  $n$  durch seinen mittleren Wert  $\bar{n}$ , so wird

$$\tau_0 = \alpha k T^{-9/2} m \bar{n}^2 (r_2 - r_1).$$

Es ist physikalisch klar, daß die lineare Dicke der Hülle nicht konstant bleibt, sondern wachsen wird und bei großen Werten von  $r/r^*$  ( $r^* =$  Radius des Sterns) die Größenordnung von  $r$  erreicht. Will man nur die Größenordnung der Masse bestimmen, so kann  $r - r_1$  durch  $r$  ersetzt werden. Alsdann wird

$$\tau_0 = \alpha k T^{-9/2} m \bar{n}^2 r. \quad (2)$$

Da aus den obigen Auseinandersetzungen folgt, daß  $n \sim 1/r^3$ , so ist

$$\tau \sim r^{-5}.$$

Andererseits muß die totale Emission einer Hülle, deren optische Dicke bedeutend kleiner als 1 ist, durch die Formel

$$L = 4 r^2 \tau \sigma T^4$$

bestimmt sein, woraus man findet, daß bei konstantem  $T$

$$L \sim r^{-3} \quad (1a)$$

ist, d. h. die Helligkeit der ganzen Hülle nimmt ab.

Die hier abgeleiteten einfachen Formeln können aber mit den Helligkeitskurven unmittelbar nicht verglichen werden, da in Wirklichkeit nicht eine, sondern mehrere Hüllen ausgestoßen werden und eine Überlagerung von mehreren Kurven, die durch die Gleichungen (1) und (1a) ausgedrückt werden, stattfindet.

Zur Zeit der maximalen Helligkeit des Sterns muß die optische Dicke offenbar nahezu 1 sein. Demnach ist gemäß (2)

$$\bar{n} = \frac{T^{9/4}}{\sqrt{\alpha k m r}}. \quad (3)$$

Die Gesamtzahl der Atome in der Hülle ist daher

$$N = \frac{4}{3} \pi r^{5/2} \frac{T^{9/4}}{\sqrt{\alpha k m}}, \quad (4)$$

woraus man sieht, daß bei gleicher Temperatur  $N$  proportional  $r^{5/2}$  oder  $L_{\max}^{5/4}$  ist. Nun sind mehrere Autoren der Ansicht, daß  $L_{\max}$  für alle Novae (mit Ausnahme der „Exceptional Novae“ vom S Andromedae Typus) nahezu denselben Wert hat. In diesem Fall muß auch die Masse der ausgestoßenen Hülle näherungsweise konstant sein.

Nimmt man an, daß eine Nova im Maximum  $11^m$  heller als die Sonne ist, so erhält man für das Maximum:

$$r = 10^{13} \text{ cm.}$$

Setzt man wieder  $T = 7000^0$  und  $\alpha = 5,62 \cdot 10^{19} \cdot \chi^2/a$  (wo  $\chi$  das Ionisationspotential in Elektronenvolt und  $a$  das Atomgewicht sind) und setzt voraus, daß die Hülle hauptsächlich aus Wasserstoff oder Helium (oder ihrer Mischung) besteht, so ergibt sich

$$N = 4 \cdot 10^{50}.$$

Nimmt man an, daß das durchschnittliche Atomgewicht in der Hülle gleich 4 ist, was wahrscheinlich nahe der Wirklichkeit ist, wird die Masse der Hülle

$$\mu = 2,6 \cdot 10^{27} \text{ g,}$$

d. h. ein Wert von der Größenordnung eines Millionstels der Sonnenmasse.

§ 2. Ein anderes Verfahren, die Masse der ausgestoßenen Hülle zu schätzen, beruht auf der Bestimmung des Moments, in dem das Emissionsband von  $\text{He}^+ \lambda 4686$  das Maximum seiner Helligkeit erreicht.

Gewöhnlich erscheinen in den Spektren der Novae sogleich nach dem Maximum ihrer Helligkeit Emissionsbanden von Atomen mit niedrigem

Über die Massen der von den neuen Sternen ausgestoßenen Gashüllen. 323

Ionisationspotential (H und  $\text{Fe}^+$ ) und erst nach einiger Zeit wird das  $\text{He}^+$ -Band  $\lambda$  4686 beobachtet, dessen Helligkeit rasch wächst und später zu erlöschen beginnt. Diese Erscheinung kann im Einklang mit der Theorie der nebulären Leuchtkraft folgendermaßen interpretiert werden.

Die Temperatur des Kerns einer Nova wächst sehr schnell. Die Strahlung des Kerns jenseits der Grenze der Hauptserie des  $\text{He}^+$  ( $\lambda$  230 Å) wird durch die Hülle völlig absorbiert und erzeugt in der letzteren die Ionisation der  $\text{He}^+$ -Ionen. Bei den Rekombinationen entsteht u. a. auch die Linie  $\lambda$  4686. Steigt die Temperatur, so steigt auch die Intensität der ultravioletten Strahlung jenseits  $\lambda$  230 Å und mit ihr die Helligkeit von  $\lambda$  4686. Doch dieses Steigen der Helligkeit geschieht nur solange, wie die optische Dicke der Schicht des ionisierten Heliums in den entsprechenden Frequenzen größer als 1 ist und fast die ganze ultraviolette Strahlung ( $\lambda < 230$  Å) absorbiert wird.

Bei der Dissipation der Hülle wird aber ein Moment eintreten, in dem sie für die Wellenlängen kleiner als 230 Å durchsichtig wird, und dann beginnt trotz der hohen Temperatur des Kerns die Linie  $\lambda$  4686 schwächer zu werden.

Wenn also die optische Dicke der Hülle nahezu gleich 1 ist, wird die Linie  $\lambda$  4686 ihre maximale Intensität erreichen. Nach SUGIURA ist der Absorptionskoeffizient pro  $\text{He}^+$ -Ion in der Gegend von  $\lambda = 230$  Å gleich  $0,12 \cdot 10^{-17}$ , d. h. bei der optischen Dicke gleich 1 muß ein Zylinder, dessen Querschnitt gleich  $1 \text{ cm}^2$  ist,  $8 \cdot 10^{17}$   $\text{He}^+$ -Ionen enthalten.

Wir besitzen keine genauen photometrischen Beobachtungen des Maximums dieser oder jener Linie in den Spektren der Novae. Doch scheint es, daß im Falle von Nova Pictoris dieses Maximum 3 Jahre nach dem Aufleuchten eintrat. Da die Geschwindigkeit der Ausdehnung der intensivsten Hülle von Nova Pictoris nahe 300 km/sec war, muß der Radius der Hülle im Moment des Maximums von  $\lambda$  4686 von der Größenordnung  $3 \cdot 10^{15}$  cm gewesen sein. Daraus findet man, daß die Gesamtzahl der  $\text{He}^+$ -Ionen in der Hülle von der Größenordnung  $2 \cdot 10^{49}$  war.

Zur Bestimmung der gesamten Masse der Heliumhülle muß hierzu noch die Zahl der Atome von He und  $\text{H}^{++}$  ( $\alpha$ -Teilchen) addiert werden. Die Zahl von Atomen von He ist sehr gering und kann vernachlässigt werden. Die Zahl der  $\alpha$ -Teilchen kann aus der Ionisationsformel berechnet werden. Dazu muß die Zahl der freien Elektronen in der Volumeneinheit bekannt sein. Doch, wie im Falle der Wolf-Rayet-Sterne deuten die Spektren der Novae darauf hin, daß Helium in ihren Hüllen in viel größeren Mengen als Wasserstoff vorhanden ist. Das spricht dafür, daß in erster Annäherung

alle freien Elektronen als von den Heliumatomen abgerissen angesehen werden können, und es ist leicht einzusehen, daß zweifach ionisierte Heliumatome sich in der Mehrzahl befinden werden. Daher

$$n_e = 2 n_\alpha,$$

wo  $n_\alpha$  die Zahl der  $\alpha$ -Teilchen in Kubikzentimeter ist.

Dann lautet die Ionisationsformel:

$$2 \frac{n_\alpha^2}{n_{\text{He}^+}} = W \cdot 1,22 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{620\,000}{T}}, \quad (5)$$

wo  $n_{\text{He}^+}$  die Zahl der  $\text{He}^+$ -Ionen in  $1 \text{ cm}^3$  und  $W$  den Dilutionsfaktor:

$$W = \frac{1}{4} \left( \frac{r_*}{r} \right)^2$$

bedeuten. Wir haben nach dem obigen:

$$n_{\text{He}^+} = \frac{8 \cdot 10^{17}}{3 \cdot 10^{15}} = 270.$$

Ferner wird wegen  $r = 10^{11} \text{ cm}$  (ein Zwerg!)

$$W = 0,25 \cdot 10^{-9}.$$

Wenn  $T = 62000^{\circ}$  angenommen wird, was den Wolf-Rayet-Sternen mit heller Bande  $\lambda 4686$  entspricht, ergibt sich aus (5)

$$n_\alpha = 1,8 \cdot 10^5.$$

Die Zahl der  $\text{He}^+$ -Ionen ist also wirklich klein im Vergleich zu der der  $\alpha$ -Teilchen.

Die Gesamtzahl der He-Atome (in verschiedenen Ionisationszuständen) in der ganzen Hülle wird:

$$N = 10^{52},$$

d. h. eine Zahl, die 25mal größer ist als die nach dem ersten Verfahren gefundene.

Der Mangel dieser Methode besteht darin, daß der Moment der maximalen Helligkeit der von der Hülle emittierten Linie  $\lambda 4686$  ungenügend genau bestimmt ist, nicht nur wegen der Veränderlichkeit des kontinuierlichen Spektrums, mit dem gewöhnlich die Helligkeit verglichen wird, sondern auch infolge des Umstandes, daß der Stern sich einige Zeit nach dem Aufleuchten in einen Wolf-Rayet-Stern mit verhältnismäßig heller Linie  $\lambda 4686$  verwandelt. Gerade in dem Fall von Nova Pictoris geben die Beobachtungen keine Möglichkeit, diese beiden Maxima voneinander zu trennen. Daher

Über die Massen der von den neuen Sternen ausgestoßenen Gashüllen. 325

muß die oben gegebene Zahl wesentlich verkleinert werden. Es ist sehr wahrscheinlich, daß die wirkliche Masse der Hülle von der Ordnung  $\frac{1}{100\,000} \odot$  ist.

Die Methode des § 2 wurde schon im wesentlichen von ZANSTRA bei den planetarischen Nebeln angewandt und ihre Masse erwies sich als 0,01 der Sonnenmasse. Folglich sind die Massen der planetarischen Nebel einige tausendmal größer als die Massen der von der Novae ausgestoßenen Hüllen. Es scheint, daß der Hauptunterschied zwischen diesen beiden Objekten gerade in ihren Massen besteht.

Es kann zum Schluß erwähnt werden, daß die beiden Gleichgewichtszustände einer Nova vor und nach ihrem Aufleuchten sich der Masse nach nicht wesentlich voneinander unterscheiden.

*Leningrad, Optisches Institut, August 1933.*