

О МАССАХ ГАЗОВЫХ ОБОЛОЧЕК, ВЫБРОШЕННЫХ НОВЫМИ ЗВЕЗДАМИ*

(Поступило 26 сентября 1933 г.)

Масса газовой оболочки, выброшенной Новой порядка
 10^{-5} солнечных масс

Представление о том, что при вспышке новой звезды происходит процесс перехода из одного равновесного состояния в другое, по-видимому, теперь признано всеми. Однако состояние, наступающее после вспышки, не совсем устойчивое, так как, с одной стороны, еще имеют место небольшие изменения яркости и, с другой стороны, спектр, по крайней мере в некоторых случаях, соответствует типу Вольф-Райе, что указывает на непрерывное истечение материи. Было бы, вероятно, правильнее назвать это состояние квазиустойчивым, что характеризует отсутствие каких-либо катастрофических изменений, подобных тем, которые происходят при вспышках.

Для исследования природы Новых имеет важное значение определение массы газовой оболочки, выброшенной при вспышке. Хотя точное определение массы газовой оболочки в высшей степени трудная задача, можно, как кажется, предложить несколько способов для, по крайней мере грубой, ее оценки.

§ 1. При вспышке Новой имеет место быстрое возрастание интенсивности непрерывного спектра, благодаря расширению выброшенной оболочки.

Если температура поверхности T , то мы имеем:

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

где L — светимость, r — радиус оболочки, а σ — постоянная Стефана.

Однако эта формула действительна лишь до тех пор, пока оптическая толщина оболочки τ_0 большая. Если температура оболочки во время расширения постоянна (как можно заключить из спектра), то

* Über die Massen der von den neuen Sternen ausgestossenen Gashüllen. Z. f. Ap., 7, 320, 1933. Соавтор Н. А. Козырев.

яркость звезды возрастает пропорционально квадрату радиуса оболочки. Однако при расширении оболочки ее оптическая толщина τ_0 уменьшается и когда τ_0 становится меньше единицы, начинается, как мы покажем, ослабление яркости оболочки. В самом деле, для τ_0 мы имеем:

$$\tau_0 = \int_{r_1}^r \kappa \rho \, dr = \alpha \int_{r_1}^r \frac{x P_e \rho}{T^{3/2}} \, dr,$$

где κ — коэффициент поглощения, α — величина постоянная, P_e — электронное давление, x — степень ионизации, ρ — плотность, а r_1 и r — радиусы внутренней и внешней границ оболочки. Мы имеем:

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

где k — газовая постоянная, m — средняя масса атома, n_e — число электронов в единице объема и n — соответствующее число атомов. При температуре оболочки $T = 7000^\circ$ (тип F) можно принять, что все атомы в среднем однажды ионизованы и следовательно

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

Поэтому

$$\tau_0 = \alpha k T^{-3/2} m \int_{r_1}^{r_2} n^2 \, dr.$$

Заменив n через его среднее значение \bar{n} , получим:

$$\tau_0 = \alpha k T^{-3/2} m \bar{n}^2 (r_2 - r_1).$$

Физически ясно, что линейная толщина оболочки не остается постоянной, а будет возрастать и при больших значениях r/r^* (r^* — радиус звезды) достигнет по порядку величины r . Если желательно определить только порядок величины массы, то можно $r - r_1$ заменить через r .

Тогда будет:

$$\tau_0 = \alpha k T^{-3/2} m \bar{n}^2 r. \tag{2}$$

Так как из вышеупомянутых объяснений следует, что $n \sim 1/r^3$, то

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

С другой стороны, полное излучение оболочки, оптическая толщина которой значительно меньше единицы, должно определяться формулой

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

откуда следует, что при постоянном T

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

т. е. яркость всей оболочки убывает.

Выведенные здесь простые формулы не могут, однако, непосредственно сравниваться с кривой яркости, так как в действительности выбрасывается не одна, а несколько оболочек и имеет место сложение многих представляемых уравнениями (1) и (1a) кривых.

Во время максимальной яркости звезды оптическая толща очевидно должна быть близка к единице. Следовательно, согласно (2),

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

Общее число атомов в оболочке поэтому есть:

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

откуда видно, что при одинаковой температуре N пропорционально $r^{5/2}$ или $L_{\max}^{5/4}$. Некоторые авторы придерживаются взгляда, что L_{\max} для всех Новых (исключая „исключительные Новые“ типа S Андромеды) имеет почти одно и то же значение. В этом случае масса выброшенной оболочки также приблизительно должна быть постоянной.

Если принять, что Новая в максимуме на 11^m ярче Солнца, то для максимума получается:

$$r = 10^{13} \text{ см.}$$

Если подставлять снова $T = 7000^\circ$ и $\alpha = 5,62 \cdot 10^{19} \chi^2/a$ (где χ — потенциал ионизации в электрон-вольтах, а a — атомный вес) и предполагать, что оболочка состоит, главным образом, из водорода или гелия (или их смеси), то получается:

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

Если принять, что средний атомный вес в оболочке равен 4, что вероятно близко к действительности, то масса оболочки будет:

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

т. е. величина порядка одной миллионной солнечной массы.

§ 2. Другой способ оценки массы выброшенной оболочки основывается на определении момента, когда эмиссионная полоса He^+ λ 4686 достигает максимума своей яркости.

Обыкновенно в спектрах Новых тотчас после максимума их яркости появляются эмиссионные полосы атомов с низким потенциалом ионизации (H и Fe^+) и лишь через некоторое время наблюдается полоса $\lambda 4686 He^+$, яркость которой быстро растет и позже начинает уменьшаться. Это явление может быть интерпретировано в согласии с теорией свечения туманностей следующим образом.

Температура ядра Новой растет очень быстро. Излучение ядра за границей главной серии He^+ ($230A$) будет полностью поглощаться оболочкой и создавать в последней ионизацию H^+ -ионов. При рекомбинациях возникает между прочим линия $\lambda 4686$. Когда повышается температура, возрастает также интенсивность ультрафиолетового излучения по ту сторону от $230A$ и вместе с ней яркость $\lambda 4686$. Однако это возрастание яркости происходит лишь до тех пор, пока оптическая толщина слоя ионизованного гелия в соответствующих частотах будет оставаться больше единицы и ультрафиолетовое излучение ($\lambda < 230A$) почти полностью будет поглощаться.

Однако при диссипации оболочки наступает момент, когда она становится прозрачной для длин волн, меньших, чем $230A$, и тогда, несмотря на высокую температуру ядра, линия $\lambda 4686$ начинает слабеть.

Следовательно, когда оптическая толщина оболочки почти равна единице, линия $\lambda 4686$ достигает своей максимальной интенсивности. Согласно Шугиура коэффициент поглощения He^+ иона в области от $\lambda = 230A$ равен $0.12 \cdot 10^{-17}$, т. е. при оптической толщине, равной единице, цилиндр с поперечным сечением 1 см^2 должен содержать в себе $8 \cdot 10^{17} He^+$ -ионов.

Мы не располагаем никакими точными фотометрическими наблюдениями максимума этой или иной линии в спектрах Новых. Однако кажется, что в случае Новой Живописца этот максимум наступил через три года после вспышки. Так как скорость расширения наиболее интенсивной оболочки Новой Живописца была 300 км/сек , то радиус оболочки в момент максимума $\lambda 4686$ должен был быть порядка $3 \cdot 10^{15} \text{ см}$. Отсюда следует, что общее число He^+ -ионов в оболочке было порядка $3 \cdot 10^{19}$.

Для определения всей массы гелиевой оболочки следует сюда добавить число атомов He и He^{++} (α -частиц). Число атомов He очень мало и можно им пренебречь. Число α -частиц может быть вычислено из формулы ионизации. Для этого должно быть известно число свободных электронов в единице объема. Однако, как в случае звезд типа Вольф-Райе, спектры Новых указывают на то, что в их оболочках гелий присутствует в значительно больших количествах, чем во-

дород. Это говорит за то, что в первом приближении все свободные электроны могут считаться оторванными от атомов гелия и легко понять, что дважды ионизованные атомы гелия будут находиться в большинстве. Поэтому

$$n_e = 2n_\alpha,$$

где n_α — число α -частиц в кубическом сантиметре.

Тогда формула ионизации примет вид:

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

где n_{He^+} — число He^+ -ионов в 1 см^3 и W — множитель дилуции:

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

Согласно вышеизложенному, мы имеем:

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

Кроме того, при $r_* = 10^{11} \text{ см}$ (звезда карлик!)

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

Если принять $T = 62\,000^\circ$, что соответствует звездам Вольф-Райе с яркой полосой $\lambda 4686$, то из (5) получится

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

Следовательно число He^+ -ионов действительно мало по сравнению с числом α -частиц.

Полное число атомов He (в различных состояниях ионизации) во всей оболочке будет:

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

что в 25 раз больше, чем число, найденное первым способом.

Недостаток этого метода состоит в том, что момент максимальной яркости линии $\lambda 4686$, испускаемой оболочкой, определяется недостаточно точно, не только из-за переменности непрерывного спектра, с которым обыкновенно сравнивается яркость, но также вследствие того, что звезда через некоторое время после вспышки превращается в звезду Вольф-Райе с относительно яркой линией $\lambda 4686$. Как раз в случае Новой Живописца наблюдения не дают возможности разделить друг от друга эти два максимума. Поэтому вышеприве-

денное число следует значительно уменьшить. Весьма вероятно, что действительная масса оболочки порядка $\frac{1}{100.000} \odot$.

Метод § 2 был уже применен, по существу, Занстра к планетарным туманностям и их массы оказались равными 0,01 солнечной массы. Следовательно, массы планетарных туманностей в несколько тысяч раз больше масс оболочек, выброшенных Новыми. Кажется, что основное различие между этими двумя объектами состоит как раз в их массах.

В заключение можно упомянуть, что оба равновесные состояния Новой до и после ее вспышки отличаются друг от друга по своей массе незначительно.

Ленинград, Оптический институт, август 1933 г.

Примечание. Метод определения масс оболочек Новых, предложенный в § 1 этой статьи, более подробно изложен в книге В. А. Амбарцумяна „Теоретическая астрофизика“ (1939). В настоящее время существуют более точные методы определения масс оболочек Новых. Они приводят к значениям масс оболочек порядка $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}$ в согласии с первой оценкой этой величины, данной в приведенной выше работе.