

О ФОРМЕ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ ЗВЕЗД

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

Поступила 15 марта 1972

Имеется много наблюдательных данных, свидетельствующих о непрерывной потере массы тесными двойными системами звезд-карликов, в частности новыми и повторными новыми. В результате истечения вещества образуется околозвездная оболочка, вещество которой концентрируется вблизи орбитальной плоскости. Выбрасываемая при вспышке главная оболочка новой звезды должна взаимодействовать с околозвездной оболочкой. Вследствие торможения вещества вблизи орбитальной плоскости первоначальная форма главной оболочки меняется. Через некоторое время после вспышки видимая оболочка должна быть вытянутой в направлении, перпендикулярном орбитальной плоскости. В статье рассчитывается форма оболочки в зависимости от времени. На этой основе по наблюдаемому удлинению оболочки DQ Her оценивается ее масса.

1. *Истечение вещества из тесных двойных систем звезд-карликов.* Многочисленные спектроскопические и фотометрические данные привели к выводу о том, что повторные новые и новые звезды входят в состав тесных двойных систем [1]. Как правило, в спектре главной звезды такой системы присутствуют эмиссионные линии, принадлежащие ее дискообразной оболочке. Из звезды-спутника, относящейся к позднему спектральному классу, истекает газ, формирующий потоки в системе в виде струй и пополняющий дискообразную оболочку главной звезды [2]. По-видимому, не все вещество, выбрасываемое спутником, захватывается главной звездой. Часть газа, падающая в окрестность внешней критической точки Лагранжа L_2 , должна уходить из системы [3]. Возможна также потеря газа системой при его расширении за пределы внутренней поверхности Лагранжа.

Наглядным свидетельством потери массы новыми и повторными новыми звездами в период между вспышками служит присутствие

вокруг этих звезд обширных — с радиусами порядка 10^{15} см и большими — околозвездных („circumstellar“) оболочек (см. напр., [4–6]). В таких оболочках образуются, в частности, присутствующие в спектрах некоторых повторных новых узкие („shell“) абсорбционные линии. При вспышке звезды взаимодействие сбрасываемой звездой и быстро расширяющейся „главной“ оболочки с околозвездной вызывает ряд своеобразных спектроскопических явлений. В качестве одного из них назовем возникновение в спектрах ряда новых и повторных новых после максимума блеска корональных линий [Fe X], [Fe XIV] и других [6].

О скорости потери вещества новыми звездами вне вспышек можно судить на основе различных соображений. При хорошо известных параметрах системы и мощности газовых потоков в ней количество вещества, уходящее из окрестности точки L_2 , можно было бы вычислить непосредственно. Однако в применении к новым звездам этот способ не дал точных результатов. Так, оценки [4], произведенные указанным путем, показали только, что скорость потери массы Q системой Т Сг В в 1955–57 гг. находилась в пределах $2 \cdot 10^{18} \lesssim Q \lesssim 8 \cdot 10^{21}$ г/сек. На основе побочных соображений Крафт считает [4], что наиболее подходящим значением для скорости захвата массы главной звездой в этой системе является $2 \cdot 10^{18}$ г/сек. Поскольку на основании расчетов 7 можно ожидать, что количество вещества, захватываемого главной звездой тесной системы, того же порядка, что и уходящее из системы, то потеря массы в этом случае должна составлять более 10^{18} г/сек.

Более точно скорость потери массы системой оценивается в том случае, когда в системе происходят затмения. Если такая система теряет массу, то ее период уменьшается. Для известной системы DQ Her (N Her 1934), период которой возрастает, было найдено [8], что в предположении сферически симметричной потери массы $Q = 1.29 \cdot 10^{18}$ г/сек. Если вещество истекает из системы преимущественно в ее экваториальной плоскости, то значение Q должно быть меньше указанного.

Наиболее надежно скорость потери вещества системой определяется по массе m_0 околозвездной оболочки. Если промежуток времени Δt , в течение которого происходило истечение вещества из системы (предполагаемое стационарным), известен, то $Q\Delta t = m_0$ и Q находится непосредственно. Для повторной новой RS Oph, как показано в [9], масса околозвездной оболочки, образовавшейся в промежуток времени между последовательными вспышками звезды в 1933

и 1958 годах составляла около 10^{17} г. Следовательно, $Q \approx 10^{18}$ г/сек, если предполагать сферически симметричную потерю массы. При выбросе вещества из системы в орбитальной плоскости величина Q должна быть на порядок меньше, то есть $Q \approx 10^{17}$ г/сек.

Взаимодействие главной оболочки новой звезды с околозвездной в случае RS Oph приводило к наблюдавшемуся замедлению главной оболочки. В работе [6] получено следующее выражение для скорости главной оболочки $v(t)$:

$$v(t) = \frac{v(t_0)}{\sqrt{1 + q(t - t_0)}}, \quad (1)$$

где величина q равна:

$$q = \frac{8\pi r_0^2 \rho_0(r_0) v(t_0)}{M(r_0)}, \quad (2)$$

а $\rho_0(r_0)$ — плотность в околозвездной оболочке на расстоянии r_0 от звезды, $M(r_0)$ — масса главной оболочки на этом расстоянии. Для RS Oph $q = 1.7 \cdot 10^{-6}$, а для новой CP Pup $q \approx 10^{-6}$. При вспышке T Cr B в 1946 г. ширина эмиссионных линий в ее спектре, пропорциональная, как известно, скорости расширения главной оболочки, уменьшилась вдвое за время с 10 по 15 февраля [10]. Полагая в (1) $v(t) = 0.5 v(t_0)$ и $t - t_0 = 4 \cdot 10^5$ сек, находим, что $q \approx 7 \cdot 10^{-6}$. Если масса сброшенной при вспышке T Cr B оболочки была того же порядка, что и у RS Oph, то масса околозвездной оболочки для нее оказывается в несколько раз большей, чем у RS Oph, то есть $Q \approx 10^{18}$ г/сек. Это находится в соответствии с приведенными выше оценками.

Таким образом, у тех из повторных новых и новых звезд, для которых было возможно произвести оценку скорости потери вещества системой, получаются близкие значения 10^{17} — 10^{18} г/сек. По-видимому, эта величина характерна для скорости потери вещества тесными двойными системами рассматриваемого типа.

Как из механизма потери вещества системой, предложенного Кайпером [3], так и из результатов расчетов движения газовых потоков в системах [7] следует, что вещество, теряемое системой, сконцентрировано вначале вблизи орбитальной плоскости. Скорость u_0 истечения вещества для RS Oph $u_0 \leq 3 \cdot 10^8$ см/сек [6], а для T Cr B, согласно [4], $u_0 \leq 7.5 \cdot 10^8$ см/сек. Можно полагать, что во всех случаях u_0 не превышает нескольких десятков км/сек. Толщина слоя при движении газа от системы должна возрастать вследствие расширения в

вакуум, происходящего, как известно, со скоростью $3c_0$ (для одноатомного газа), где c_0 — скорость звука. Величина c_0 для истекающего газа порядка 10 км/сек или, вероятно, меньше, поскольку газ успевает потерять часть энергии, находясь внутри системы. Поэтому скорость расширения не больше скорости радиального движения. Следовательно, газ и на больших расстояниях от системы располагается относительно недалеко от орбитальной плоскости.

При захвате газа главной оболочкой скорость тех ее частей, которые расположены вблизи орбитальной плоскости, уменьшается, тогда как в перпендикулярном направлении газ движется без торможения. Это должно приводить к деформации главной оболочки. Ниже производится вычисление формы главной оболочки, взаимодействующей с околозвездной оболочкой.

2. *Распределение плотности в оболочке звезды при захвате ею вещества.* Газ, выбрасываемый из системы в орбитальной плоскости, при отсутствии расширения образовывал бы плоский слой. Однако, как было отмечено выше, одновременно с движением в направлении вдоль орбитальной плоскости частицы газа движутся перпендикулярно этой плоскости. Найдем сначала распределение плотности в околозвездной оболочке, принимая, что скорость u_0 движения газа вдоль орбитальной плоскости не меняется.

При двустороннем расширении плоского слоя газа толщиной $2l$ и плотностью ρ_n , распределение плотности в нем в момент t определяется выражением [11]:

$$\rho = \frac{A}{R} \rho_n \left(1 - \frac{h^2}{R^2} \right), \quad (3)$$

где $R = 3c_0 t$ — расстояние границы слоя от плоскости его симметрии, h — расстояние данной точки от этой плоскости и A — некоторая величина, зависящая от l . Соотношение (3) применимо, когда $l \ll R$.

Будем рассматривать газ на расстояниях от двойной системы, больших по сравнению с ее размерами. Тогда можно считать, что источник газа точечный и ввести сферическую систему координат $(r; \theta; \varphi)$ с центром в точке выброса вещества, причем орбитальной плоскости должно соответствовать значение $\theta = \pi/2$. Предполагаем, что имеет место осевая симметрия околозвездной оболочки.

Расстояние r_1 , пройденное частицей за время t в направлении, параллельном орбитальной плоскости, равно $u_0 t$. Поскольку при $t \rightarrow \infty$ расширение газа перпендикулярно орбитальной плоскости можно считать инерциальным движением, то смещение со скоростью u_0 должно

приводить лишь к изменению масштаба плотности ρ_n . Поэтому принимаем

$$\rho_n \sim r_1^{-1}. \quad (4)$$

Так как

$$r_1 = r \sin \vartheta, \quad h = r \cos \vartheta, \quad (5)$$

то из (3) находим искомое выражение плотности в виде

$$\rho(r; \vartheta) = \frac{A_1 \operatorname{tg} \vartheta_0}{r^2 \sin^2 \vartheta} (1 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta \operatorname{tg}^2 \vartheta_0), \quad (6)$$

где обозначено

$$\frac{u_0}{3c_0} = \operatorname{tg} \vartheta_0. \quad (7)$$

Угол ϑ_0 определяет границу околосредной оболочки.

Пусть имеется сферическая оболочка, имеющая в начальный момент радиус r_0 , массу $M(r_0)$ и скорость $v(r_0)$. Она захватывает при своем расширении ($r > r_0$) вещество околосредной оболочки. Возникающие при этом газодинамические эффекты здесь мы учитывать не будем, считая, что к расширяющейся оболочке присоединяется поток невзаимодействующих между собой частиц.

Масса $dr \cdot \bar{m}(r, \vartheta) d\omega$, присоединяющаяся элементу оболочки, движущемуся под углом $(\pi/2) - \vartheta$ к орбитальной плоскости на пути от r до $r + dr$ в пределах телесного угла $d\omega$ равна

$$dr \cdot \bar{m}(r; \vartheta) d\omega = r^2 \rho d\omega dr. \quad (8)$$

Подставив (6) в (8), находим

$$\bar{m}(r; \vartheta) dr d\omega = A_1 \operatorname{tg} \vartheta_0 \frac{1 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}{\sin \vartheta} d\vartheta d\varphi dr. \quad (9)$$

Интегрируя (9) в пределах от r_0 до r , получим величину массы $m(r; \vartheta) d\omega$, присоединившейся к оболочке в углу $d\omega$, когда она достигает расстояния r ,

$$m(r; \vartheta) = \int_{r_0}^r \bar{m}(r; \vartheta) dr; \quad m(r; \vartheta) d\omega = (r - r_0) \Phi(\vartheta; \vartheta_0) d\vartheta d\varphi, \quad (10)$$

где через $\Phi(\vartheta; \vartheta_0)$ обозначена функция

$$\Phi(\vartheta; \vartheta_0) = A_1 \frac{\operatorname{tg} \vartheta_0 (1 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta \operatorname{tg}^2 \vartheta_0)}{\sin \vartheta}. \quad (11)$$

Так как количество движения вещества, находящегося в пределах данного телесного угла, должно оставаться постоянным, то имеем равенство

$$[m(r_0) + m(r; \vartheta)] v(r; \vartheta) = m(r_0) v(t_0), \quad (12)$$

где через $v(r; \vartheta)$ обозначена величина скорости вдоль радиуса на расстоянии r . При посредстве (12) из (10) находим:

$$[(r - r_0) \Phi(\vartheta; \vartheta_0) d\vartheta d\varphi + m(r_0) dv] dr = m(r_0) d\omega v(t_0) dt. \quad (13)$$

Интегрируя уравнение (12), получаем:

$$\begin{aligned} & \frac{r^3}{2} \Phi(\vartheta; \vartheta_0) d\vartheta d\varphi + (r - r_0) m(r_0) d\omega - \\ & - r_0 \left(r - \frac{1}{2} r_0 \right) \Phi(\vartheta; \vartheta_0) d\vartheta d\varphi = m(r_0) d\omega v(t_0) (t - t_0). \end{aligned} \quad (14)$$

Учитывая очевидное равенство

$$m(r_0) = \frac{M(r_0)}{4\pi}, \quad (15)$$

из (14) находим

$$\begin{aligned} & \frac{r^2}{2} \Phi(\vartheta; \vartheta_0) + (r - r_0) \frac{M(r_0)}{4\pi} \sin \vartheta - \\ & - r_0 \left(r - \frac{1}{2} r_0 \right) \Phi(\vartheta; \vartheta_0) = \frac{M(r_0)}{4\pi} \sin \vartheta v(t_0) (t - t_0). \end{aligned} \quad (16)$$

Обозначим через σ количество вещества, содержащегося в околозвездной оболочке от уровня r_0 до уровня $r_0 + \Delta r$ ($\Delta r \ll r_0$)

$$\sigma = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\vartheta_0}^{\pi - \vartheta_0} d\vartheta \int_{r_0}^{r_0 + \Delta r} \rho \sin \vartheta r^2 dr. \quad (17)$$

После подстановки в (17) величины $\rho(r; \vartheta)$, определяемой формулой (6), и интегрирования имеем

$$\sigma = 2\pi A_1 \Delta r \operatorname{tg} \vartheta_0 \left| \left(1 + \frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} \right) \ln \operatorname{ctg} \frac{\vartheta_0}{2} - \frac{1}{\cos \vartheta_0} \right|. \quad (18)$$

Приближенно, при условии, что угол $(\pi/2) - \vartheta_0$ мал, величина σ равна

$$\sigma \approx (8/3)\pi A_1 \Delta r. \quad (19)$$

Величина $\Delta r = u_0 \Delta t$. Количество вещества, поступающего за единицу

времени ($\Delta t = 1$) в околозвездную оболочку с уровня r и равное Q , записывается при помощи (19) в виде

$$Q = (8/3)\pi A_1 u_0. \quad (20)$$

Параметром q_1 , определенным выше (формула (2)), характеризовалась роль околозвездной оболочки в изменении скорости движения расширяющейся оболочки, предполагавшейся сферической. Изменение формы расширяющейся оболочки, взаимодействующей с околозвездной оболочкой, должно зависеть, как сейчас будет показано, только от одного параметра q_1 , имеющего вид

$$q_1 = \frac{3 Q \operatorname{tg} \vartheta_0}{2 u_0 M(r_0)}. \quad (21)$$

При посредстве q_1 выражение (16) записывается в следующей форме:

$$\begin{aligned} & \frac{r^2}{2} q_1 \frac{1 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}{\sin^2 \vartheta} + r - r_0 - \\ & - r_0 \left(r - \frac{1}{2} r_0 \right) q_1 \frac{1 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}{\sin^2 \vartheta} = v(t_0)(t - t_0). \end{aligned} \quad (22)$$

Когда $t \gg t_0$ и, соответственно, $r \gg r_0$ в равенстве (22) пренебрегаем малыми величинами и получаем:

$$\frac{r^2}{2} q_1 \frac{1 - \operatorname{ctg}^2 \vartheta \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}{\sin^2 \vartheta} + r = v(t_0)t. \quad (23)$$

Меридиональное сечение оболочки ограничено кривой $r(\vartheta)$, определяемой уравнением (23). Форма сечения зависит от параметра q_1 , а также от величины ϑ_0 . Она меняется со временем. В следующем разделе на основе полученного уравнения анализируется форма оболочки новой звезды DQ Her.

3. *Оболочка Новой Геркулеса 1934.* Оболочка новой звезды через 10—20 и более лет после вспышки в ряде случаев имеет овальную форму. В качестве примеров можно сослаться на приведенные в [12] фотографии оболочек N Aur 1891 и DQ Her. Оболочка DQ Her, наблюдения которой производились в течение ряда лет, выглядит по-разному, в зависимости от того, с каким светофильтром получена фотография. На снимках, снятых со светофильтром, пропускающим излучение в линиях H_α и [N II], отчетливо виден „экваториальный пояс“, то есть область сильного свечения, расположенная вдоль ма-

лой оси овала. В лучах [O III] свечение овала приблизительно равномерное, за исключением центральных областей, близких к звезде.

Большая ось овальной оболочки DQ Her, как было найдено Мустелем и Боярчуком [13], перпендикулярна лучу зрения, что делает эту оболочку объектом, особенно удобным для исследования. Если наклонение i большой оси овала к лучу зрения существенно отличается от 90° , при анализе нужно его учитывать, а для определения i обычно нет данных.

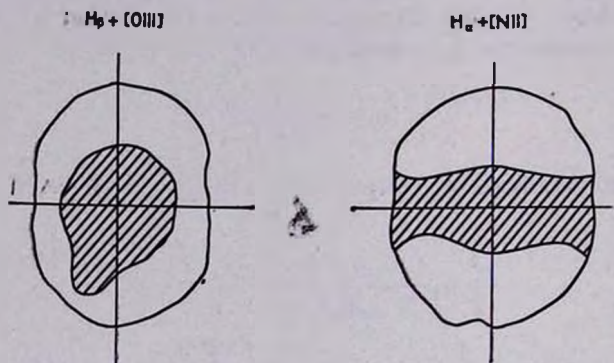


Рис. 1. Схематическая форма оболочки DQ Her по наблюдениям 31.11.1956 г. [12]: а) по снимку в лучах $H\beta + [O III]$; б) по снимку в лучах $H\alpha + [N II]$. Заштрихованы области сильного свечения.

При $i = 90^\circ$ значение параметра q_1 можно легко найти по наблюдаемому в данный момент t отношению малой оси овала b к его большой оси a (считая при этом, что сброшенная оболочка первоначально была сферической и ее деформация обусловлена только действием околзвездной оболочки). Так как при $\eta = \pi/2$ значение $r = b$, а величина $a = v(t_0)t$, то из (23) находим соотношение

$$q_1 \frac{b^2}{2} + b = a, \quad (24)$$

из которого нетрудно получить выражение q_1 :

$$q_1 = \frac{2 \left(1 - \frac{b}{a}\right)}{a} \left(\frac{a}{b}\right)^2. \quad (25)$$

Если радиус околзвездной оболочки в орбитальной плоскости равен r_1 , то с момента t_* , определяемого из условия

$$q_1 \frac{r_1^2}{2} + r_1 = v(t_0)t_*, \quad (26)$$

скорость расширения главной оболочки вдоль малой оси становится постоянной, но меньшей скорости расширения $v(r_0)$ вдоль большой оси. Тогда, при $t \gg t_0$ имеем

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{1 + r_1 q_1} \quad (27)$$

Для оболочки DQ Her, как можно ожидать (это подтверждается и дальнейшими оценками) величина t_0 не менее 20 лет и поэтому будем пользоваться при анализе ее формы соотношением (25).

По фотографиям оболочки DQ Her получается, что в 1943 г. ($t^{(1)} = 2,7 \cdot 10^6$ сек) отношение длин ее осей $(b/a)^{(1)} = 0,9$, а в 1956 г. ($t^{(2)} = 6,8 \cdot 10^6$ сек) $(b/a)^{(2)} = 0,8$. Отношение $a^{(2)}/a^{(1)} = t^{(2)}/t^{(1)} = 2,5$. Формула (25) при указанных значениях отношения b/a также дает $a^{(2)}/a^{(1)} = 2,5$. Следовательно, в пределах точности измерений найденное теоретически при постоянном q_1 отношении осей соответствует наблюдаемому. Этим оправдывается и применение формулы (25), а не (27).

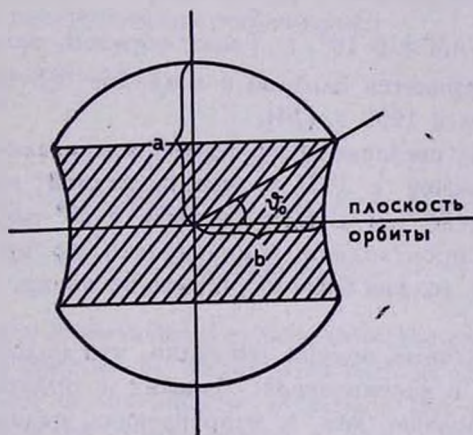


Рис. 2. Форма оболочки новой звезды, рассчитанная по (23) при значениях: $b/a = 0,8$, $q_1 = 2,3 \cdot 10^{-17}$ см $^{-1}$.

Величина q_1 для оболочки DQ Her, при значении $v(t_0) = 3,9 \cdot 10^7$ см/сек (это дали наблюдения 1935 г.) составляет $2,3 \cdot 10^{-17}$ см $^{-1}$.

Оценим по формуле (21) массу оболочки. По ширине H „экваториального пояса“, образованного, по-видимому, путем захвата вещества околозвездной оболочки, находим $\text{tg } \theta_0 \approx b/H$. Фотографии

оболочки показывают, что $\operatorname{tg} \vartheta_0 \approx 2$. Приняв для Q величину 10^{12} г/сек и $u_0 \approx 4 \cdot 10^8$ см/сек (см. выше), получаем

$$M(r_0) \approx 3 \cdot 10^{28} \text{ г.} \quad (28)$$

Главная оболочка DQ Her была образована путем интенсивного выбрасывания вещества из звезды в течение более чем трех месяцев. Затем истечение резко прекратилось и этим было обусловлено, как известно, резко падение блеска. Главная оболочка полностью сформировалась лишь тогда, когда к ней присоединилось вещество, истекавшее из звезды. Газу, выброшенному звездой {спустя 3—4 месяца после вспышки, потребовалось еще несколько месяцев, чтобы догнать главную оболочку. Поэтому время формирования главной оболочки $t_0 \approx 2 \cdot 10^7$ сек и, соответственно, считаем $r_0 \approx 10^{15}$ см.

Количество ΔM присоединившегося к оболочке вещества из околозвездной оболочки при $t \gg t_0$ равно

$$\Delta M \approx Q \frac{b}{u_0} \quad (29)$$

При $t = t_2$ имеем $\Delta M \approx 6 \cdot 10^{27}$ г. Таким образом, величина массы оболочки DQ Her получается близкой к величине $5.5 \cdot 10^{28}$ г, найденной по свечению оболочки в 1950 г. [14].

Заметим, что, согласно (29), время, требовавшееся для образования существовавшей к 1934 г. околозвездной оболочки (при постоянных Q и u_0), не могло быть меньше $6 \cdot 10^9$ сек. Поэтому, если вспышки DQ Her происходили неоднократно, то предыдущая (перед вспышкой 1934 г.) должна была случиться не позже, чем 200 лет тому назад.

В свете сделанных оценок очевидно, что количество вещества в оболочке DQ Her в направлениях, близких к орбитальной плоскости, в несколько раз больше, чем в направлениях, далеких от этой плоскости. Это обстоятельство неизбежно должно сказываться на наблюдаемом излучении оболочки. В „экваториальном поясе“ коротковолновое излучение звезды поглощается сильнее, чем вне его, а плотность вещества больше (вследствие сжатия газа при захвате оболочкой). Соответственно ионизация в „экваториальном поясе“ ниже, что по-видимому, и является одной из главных причин наблюдаемого различия в свечении его и остальных частей оболочки. „Экваториальный пояс“ относится к зоне [N II], [O II], а в других областях атомы кислорода ионизованы еще раз и излучают в линиях [O III]. Эта модель подтверждается и фотографиями в лучах [O III], на которых в местах,

соответствующих „поясу“, видны выемки, означающие отсутствие в поясе атомов O^{++} .

Со временем оптическая толщина оболочки в результате ее расширения уменьшается. Тогда свечение оболочки должно выравниваться, контраст „экваториального пояса“ по отношению к остальной части снижаться. Это и наблюдается в действительности—форма оболочки на фотографиях в лучах [O III] становится близкой к той, которая наблюдается в лучах [N II]. Следовательно, в рамках рассматриваемой модели различия в свечении оболочки в лучах [O III] и [N II] объясняются не неоднородностью химического состава, а неодинаковыми условиями возбуждения и ионизации атомов в разных частях оболочки.

Резюмируя результаты анализа оболочки DQ Her, можно сказать, что наблюдаемая форма оболочки и особенности ее свечения вполне объяснимы действием на нее при расширении вещества околозвездной оболочки. Конечно, этим не исключается влияние на форму оболочки и других обстоятельств, например, несимметричности выброса вещества и т. п. Однако при всех условиях взаимодействие с околозвездной оболочкой является существенным фактором и должно учитываться при интерпретации наблюдений.

Ленинградский государственный
университет

ON THE FORM OF NOVAE SHELLS

V. G. GORBATSKII

There are many observational evidences of the continuous mass loss from close binary systems of dwarf stars such as novae and recurrent novae. As the result of the outflow of matter the circumstellar envelope develops near the orbital plane of the system. The main envelope ejected during the outburst of nova interacts with the circumstellar envelope. The main envelope changes its original form due to the braking of matter moving near the orbital plane. Some time after the outburst the visible shell must become elongated in the direction perpendicular to the orbital plane. The form of the shell as function of time is calculated in this paper. The mass of the envelope of DQ Her is estimated using the data on the elongation of the observed shell.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *R. Kraft*, сб. „Advances in Astronomy and Astrophysics“. Ed Z. Kopal, 2, 1963.
2. *В. Г. Горбацкий*, сб. „Проблемы звездной эволюции и переменные звезды“. Наука, М., 1968.
3. *G. P. Kuiper*, *Ap. J.*, 93, 93, 1941.
4. *R. P. Kraft*, *Ap. J.*, 127, 623, 1958.
5. *G. Wallerstein*, *P.A.S.P.*, 70, 417, 537, 1958.
6. *В. Г. Горбацкий*, *Астрон. ж.*, 49, 56, 1972.
7. *Ю. П. Коровяковский*, *Астрофизика*, 5, 67, 1969.
8. *R. E. Nather*, *B. Warner*, *M. N.*, 143, 145, 1969.
9. *В. Г. Горбацкий*, *Астрон. ж.*, 49, № 6, 1972.
10. *D. R. Voshonko*, *J. M. Malville*, *P.A.S.P.*, 80, 177, 1968.
11. *К. П. Станюкович*, Неустановившиеся движения сплошной среды, Изд. 2, Наука, 1971.
12. *А. А. Боярчук*, сб. „Interstellar Gas Dynamics“, Ed. Habing (Symp. IAU, No. 39), 1970.
13. *Э. Р. Мустель*, *А. А. Боярчук*, *Astrophys. and Space Sci.*, 6, 183, 1970.
14. *И. М. Копылов*, *Изв. КрАО*, 10, 200, 1953.