

СВЕЧЕНИЕ НОВЫХ В ПРЕДМАКСИМАЛЬНЫЙ ПЕРИОД

В. В. ЛЕОНОВ

Поступила 22 мая 1968

Рассмотрены источники свечения Новой в предмаксимальный период: энергия, заключенная в оболочке, излучение звезды, излучение, возникающее при столкновении выбрасываемого звездой вещества с главной оболочкой. Построены и сопоставлены с наблюдательными данными теоретические кривые блеска CP Lac, v 476 Cyg, DQ Her.

Для выяснения природы новых звезд наибольший интерес представляет изучение свечения Новых в предмаксимальный период, когда происходит особенно интенсивное выбрасывание вещества из звезды. При построении теории свечения Новых в этот период необходимо принять определенную модель вспышки. Согласно наиболее разработанному к настоящему времени представлению (см. [1], гл. III), в начале вспышки в результате взрыва от звезды отделяется оболочка, оптическая толщина которой в непрерывном спектре сначала очень велика, а затем, по мере расширения оболочки, убывает. Первоначально такое представление о вспышке рассматривалось в работах В. А. Амбарцумяна и Ш. Г. Горделадзе [2, 3]. Позднее эта гипотеза была развита В. В. Соболевым [4, 5], исследовавшим свечение Новой в первое время после отрыва оболочки.

Однако в указанных работах не принималось во внимание, что вскоре после отрыва оболочки из звезды начинается мощное выбрасывание вещества со скоростью, превосходящей скорость главной оболочки. Соответствующие расчеты, выполненные В. Г. Горбацким [6, 7], показали, что учет этого обстоятельства оказывается существенным как для объяснения свечения Новых вблизи максимума блеска, так и для понимания динамики оболочек новых звезд.

Учитывая сказанное, будем считать, что в самом начале вспышки от звезды отрывается оболочка, после отделения которой из звезды

начинается непрерывное выбрасывание вещества. Опираясь на такое представление, мы подробно рассмотрим источники свечения Новой в предмаксимальный период, а затем построим теоретические кривые блеска Новых, для которых имеются наиболее полные наблюдательные данные.

1. *Источники свечения Новой.* Принятое представление о вспышке позволяет выделить три источника свечения Новой в предмаксимальный период: 1) энергия, заключенная в оболочке, 2) энергия, излучаемая звездой после отрыва от нее оболочки, 3) часть кинетической энергии газового потока, выбрасываемого из звезды после отделения главной оболочки, которая при столкновении газа с оболочкой переходит в тепловую.

Расчеты, выясняющие роль первого источника энергии, были сделаны В. В. Соболевым [5]. В оторвавшейся от звезды оболочке энергия содержится в различных формах: тепловой, лучистой и ионизационной. При расширении оболочки эта энергия выходит наружу в виде излучения, то есть оболочка высвечивается. Для количества тепловой энергии оболочки была получена формула

$$E_T = \frac{17}{7} \frac{m}{m_H} k T_*, \quad (1)$$

где m — масса оболочки, m_H — масса атома водорода, k — постоянная Больцмана, T_* — температура в слое отрыва оболочки. Принимая $m \approx 10^{20}$ г, $T_* \approx 5 \cdot 10^6$ (см. [4]), из (1) получаем $E_T \approx 10^{44}$ эрг.

Оценки показывают, что количество лучистой и ионизационной энергии в оболочке значительно меньше количества тепловой энергии.

Из наблюдений известно, что в предмаксимальный период „средняя“ Новая излучает энергию $10^{44} - 10^{45}$ эрг. Поскольку энергия, содержащаяся в оболочке, имеет такой же порядок величины, высвечивание оболочки является существенным источником свечения Новой в этот период.

Отметим, что тепловая энергия оболочки может быть больше величины, даваемой формулой (1), так как последняя не учитывает того, что часть энергии взрыва, в результате которого произошло отделение внешних слоев звезды, переходит в тепло. Однако это обстоятельство вряд ли может сильно изменить приведенную оценку, и в дальнейшем мы будем считать, что количество тепловой энергии оболочки, переходящей в излучение, определяется формулой (1).

Рассмотрим теперь второй из названных источников свечения Новой — излучение звезды после отрыва от нее оболочки. При отде-

лении оболочки обнажаются очень горячие слои звезды, что приводит к сильному увеличению светимости. Поскольку такая светимость не соответствует энергии, вырабатываемой внутри звезды, то в результате выхода энергии из внешних слоев светимость уменьшается и звезда постепенно возвращается к стационарному состоянию.

Однако наблюдения показывают, что главная оболочка составляет лишь часть массы, которую новая звезда теряет при вспышке. В результате непрерывного выбрасывания вещества наружные, быстро остывающие слои покидают звезду, замедляя процесс возвращения звезды к стационарному состоянию и тем самым увеличивая количество излучаемой звездой энергии.

В нашей предыдущей заметке [8] была рассмотрена задача о свечении звезды после отделения от нее оболочки с учетом непрерывного выбрасывания вещества. В результате была найдена формула, описывающая изменение светимости звезды с течением времени. Здесь мы приведем предельные случаи этой формулы, вполне достаточные для выяснения влияния непрерывного истечения вещества на закон свечения звезды.

В первое время после вспышки, точнее при $t_0 \gg t \gg t_1$, светимость звезды дается формулой

$$L_*(t) = L_0 \left\{ 1 + \tau_* \sqrt{\frac{t_1}{\pi t}} + \frac{t_{\max}}{2 \delta t_0} \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{t}{\pi t_0}} \right) \right\}, \quad (2)$$

где

$$t_0 = \frac{t_{\max}^2}{\delta^2 \tau_* t_1}, \quad (3)$$

L_0 — светимость звезды до вспышки, τ_* — оптическая толщина главной оболочки в момент отрыва, t_1 — среднее время, проводимое квантом в поглощенном состоянии при физических условиях, соответствующих слою отрыва оболочки (согласно [4] $\tau_* \approx 10^8$, $t_1 = 10^{-8}$ сек), t_{\max} — промежуток времени от начала вспышки до момента максимума блеска, δ — отношение массы вещества, выброшенного звездой после отделения оболочки, к массе оболочки. При $t \gg t_0$ светимость звезды описывает формула весьма простого вида

$$L_*(t) = L_0 \left(1 + \tau_* \sqrt{\frac{t_1}{t_0} + \frac{t}{t_0}} \right). \quad (4)$$

Предмаксимальное возрастание блеска у „средней“ Новой занимает промежуток времени, по порядку величины равный 10^6 сек. Учитывая, что δ близко к единице, из (3) получаем $t_0 \approx 10^4$ сек. Анализ формул (2) и (4) с учетом последней оценки позволяет сделать сле-

дующие выводы. При $t < t_0$ величина $L_*(t)$ определяется в основном вторым членом в правой части формулы (2). Это означает, что в первое время после начала вспышки светимость звезды уменьшается по закону $1/\sqrt{t}$, найденному В. В. Соболевым [4]. Однако, если без учета выбрасывания вещества светимость уменьшается монотонно, то в нашем случае при $t \approx t_0$ светимость достигает минимума $L(t_0) \approx L_0 \tau_* \sqrt{t_1/t_0}$ и начинает возрастать.

Для „средней“ новой звезды $L_*(t_0)$ по порядку величины равна $10^3 L_0$. Поскольку указанного минимума функция $L_*(t)$ достигает задолго до наступления максимума блеска Новой ($t_0/t_{\max} \approx 10^{-2}$), мы, сохраняя вполне достаточную для нашей задачи точность, можем считать, что в течение всего предмаксимального периода светимость звезды описывается формулой (4).

Оценивая с помощью формулы (4) количество энергии, излучаемой звездой от начала вспышки до максимума блеска, получаем $10^{44} - 10^{45}$ эрг. Следовательно, излучение звезды является важным источником свечения Новой.

Третий из перечисленных выше источников свечения Новой — столкновение газового потока с главной оболочкой — гораздо труднее для рассмотрения, чем первые два. Наблюдения показывают, что скорость вещества, выбрасываемого звездой, превосходит скорость главной оболочки. При столкновении газового потока с оболочкой часть кинетической энергии догоняющего вещества переходит в тепловую и затем теряется оболочкой в форме излучения. На важность учета этого явления впервые указал Э. Р. Мустель [9].

При построении кривой блеска нас будет интересовать не только полное количество энергии, излучаемой Новой за счет того или иного источника, но, в основном, зависимость мощности различных источников энергии от времени. Подсчитаем поэтому количество кинетической энергии, переходящей за единицу времени в тепло, а затем в излучение при столкновении газового потока с оболочкой.

Обозначим через m и v массу и скорость главной оболочки, а через q_0 и V — массу вещества, выбрасываемого звездой за 1 сек, и его скорость. Считая мощность выбрасывания вещества постоянной, можем написать

$$q_0 = \frac{\delta}{1 + \delta} \frac{m_1}{t_{\max}}, \quad (5)$$

где m_1 есть полная масса вещества, потерянного звездой за все время вспышки. Мы будем считать ее равной массе оболочки в небулярной

стадии развития Новой. Масса оболочки и скорость ее движения в результате взаимодействия с догоняющим веществом изменяются с течением времени. Уравнение движения оболочки имеет вид

$$\frac{d(mv)}{dt} = q_0 (V - v). \quad (6)$$

Изменение массы оболочки в единицу времени вследствие присоединения к ней догоняющего вещества определяется уравнением

$$\frac{dm}{dt} = q_0 \left(1 - \frac{v}{V}\right). \quad (7)$$

Скорость движения газового потока обычно столь велика, что его внутренней энергией можно пренебречь по сравнению с кинетической. Поэтому скорость изменения полной энергии оболочки равна кинетической энергии вещества, присоединяющегося к оболочке в единицу времени

$$\frac{dE}{dt} = q_0 \frac{V(V-v)}{2}. \quad (8)$$

Одна часть этой энергии затрачивается на увеличение кинетической энергии оболочки E_k , другая переходит в тепловую энергию E_T и затем излучается

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE_k}{dt} + \frac{dE_T}{dt}. \quad (9)$$

Учитывая, что

$$\frac{dE_k}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d(mv^2)}{dt}, \quad (10)$$

из (6)—(9) после несложных преобразований находим количество тепловой энергии ΔE , возникающей в единицу времени при столкновении газового потока с оболочкой

$$\Delta E \equiv \frac{dE_T}{dt} = q_0 \frac{(V-v)^2}{2V}. \quad (11)$$

Подставляя (5) в (11), окончательно получаем

$$\Delta E = \frac{\delta}{1 + \delta} \frac{m_1}{2t_{\max}} \frac{(V-v)^2}{V}. \quad (12)$$

Для определения зависимости $\Delta E(t)$ требуется решение задачи о движении под действием газового потока слоя газа переменной

массы в среде с зависящей от времени плотностью. Решение такой задачи приводит к значительным математическим трудностям. Поэтому мы будем считать v величиной постоянной, равной среднему арифметическому скоростей, находимых по предмаксимальному и главному спектрам. Соответствующий расчет по формуле (12) показывает, что за счет перехода части кинетической энергии газового потока в тепловую „средняя“ Новая в предмаксимальный период излучает энергию $\geq 10^{44}$ эрг.

Сказанное в этом разделе позволяет сделать вывод, что при изучении свечения Новых в предмаксимальный период необходимо учитывать совместное действие всех рассмотренных источников энергии.

3. *Светимость Новой в предмаксимальный период.* Определение изменения с течением времени светимости Новой сводится к рассмотрению процесса переноса излучения, вырабатываемого источниками энергии, через расширяющуюся оболочку. Строго говоря, для этого необходимо решение весьма сложной в математическом отношении задачи о диффузии излучения в среде с зависящими от времени оптическими свойствами, требующей специального исследования. Поэтому здесь мы воспользуемся результатами, полученными В. В. Соболевым [5]. Считая геометрическую толщину оболочки малой по сравнению с ее радиусом и пренебрегая временем пребывания кванта в оболочке по сравнению с временем пребывания его в полости, образованной оболочкой, В. В. Соболев получил следующую формулу для светимости Новой

$$L(x) = \frac{E_{\tau}}{\beta} x^{k-1} e^{-\frac{x^k}{k}} + x^{k-1} \int_0^x E(x') \exp\left\{-\frac{1}{k}(x^k - x'^k)\right\} dx', \quad (13)$$

где

$$x = \frac{t}{\beta} \quad (14)$$

— безразмерное время,

$$\beta = \left(\frac{4\tau_* r_*^k}{3cV_0^{k-1}} \right)^{1/k} \quad (15)$$

c — скорость света, k — параметр, характеризующий скорость убывания оптической толщины оболочки с увеличением ее радиуса

$$\tau = \tau_* \left(\frac{r_*}{r} \right)^k. \quad (16)$$

Если считать расширяющуюся оболочку однородной сферой с распределением температуры как в обычной фотосфере, то $k = 8/3$, если же оболочка расширяется не меняя своей толщины, то $k = 5/3$. При выводе (13) принималось, что $r = v_0 t$, где v_0 — скорость расширения оболочки (порядка 10^3 см/сек), определяемая по смещению линий предмаксимального спектра. В формуле (13) $E(x)$ обозначает сумму энергии, приходящей на внутреннюю границу оболочки от звезды, и тепловой энергии, возникающей при столкновении газового потока с оболочкой. Выражение для $E(x)$ находится из формул (3), (4) и (12).

Для определения величины t_1 , входящей в (4), воспользуемся соотношением [10]

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{E_1}{E_2}, \quad (17)$$

где t_2 — среднее время, проводимое квантом в пути между двумя последовательными рассеяниями при физических условиях, соответствующих слою отрыва оболочки; E_1 и E_2 — соответственно тепловая и лучистая энергия единицы объема. В условиях термодинамического равновесия имеем

$$E_1 = 2 \cdot \frac{3}{2} n_* k T_*, \quad E_2 = \frac{4\sigma}{c} T_*^4, \quad (18)$$

где n_* — концентрация атомов в слое отрыва оболочки (множитель 2 учитывает присутствие свободных электронов), σ — постоянная Стефана-Больцмана. Учитывая, что

$$t_2 = \frac{1}{\alpha c} \quad (19)$$

и принимая для коэффициента поглощения α выражение

$$\alpha = C \frac{n_*^2}{T_*^{3/2}}, \quad (20)$$

из (17)–(20) получаем

$$t_1 = \frac{3}{4} \frac{k}{\sigma C} \frac{\sqrt{T_*}}{n_*}, \quad (21)$$

где C — постоянная порядка 10^{-23} . Соотношение (21), справедливое при термодинамическом равновесии, может быть использовано для оценок в условиях звездных атмосфер.

Складывая (4) с (12) и подставляя (21), известные выражения для n_* и T_* (см. [4]) и значения постоянных, получаем

$$E(x) = 10^{15} \frac{\delta}{1 + \delta} \frac{m_1}{\beta x_{\max}} \left[1 + \delta \frac{x}{x_{\max}} + 5 \frac{(V - v)^3}{V} \right], \quad (22)$$

где x_{\max} — безразмерное время максимума блеска, а величины скорости газового потока V и скорости движения оболочки v выражены в тысячах километров в секунду. Первые два члена в правой части формулы (22) учитывают излучение звезды, третий — столкновение газового потока с оболочкой. Относительный вклад этих слагаемых меняется от звезды к звезде, однако, как показывают расчеты, их влияние на светимость Новой приблизительно одинаково.

Обратимся теперь к формуле (13) с целью выяснить вклад каждого слагаемого в величину $L(x)$. Первый член, характеризующий роль высвечивания оболочки, сначала растет, достигая максимальной величины при $x = (k - 1)^{1/k}$, а затем быстро убывает. Соответствующая этому значению безразмерного времени x величина t при $k = 2$, согласно (14) и (15), равна 10^5 сек. Очевидно, последняя оценка по порядку величины определяет время высвечивания оболочки. Поскольку продолжительность предмаксимального периода обычно в несколько раз больше, мы должны считать, что тепловая энергия оболочки может играть существенную роль в свечении Новой только в самом начале вспышки и практически полностью излучается задолго до достижения Новой максимума блеска. Влияние излучения звезды и столкновения выбрасываемого звездой вещества с оболочкой определяется вторым слагаемым в правой части формулы (13). Хотя эти источники энергии начинают действовать сразу после отрыва оболочки от звезды, в первое время их вклад в $L(x)$ незначителен по сравнению с энергией, высвечиваемой оболочкой; их роль в свечении Новой становится определяющей после так называемой „ступеньки“ на кривой блеска. Исследование интегрального члена в (13) показывает, что при $x \geq 3$ выполняется приближенное равенство

$$E(x) \approx x^{k-1} \int_0^x E(x') \exp \left\{ -\frac{1}{k} (x^k - x'^k) \right\} dx'. \quad (23)$$

Это означает, что энергия, вырабатываемая источниками, быстро выходит из оболочки, то есть $L(x) \approx E(x)$.

Согласно приведенным в первом разделе оценкам, энергия, излучаемая Новой вследствие высвечивания оболочки, сравнима с энергией, вырабатываемой другими источниками в предмаксимальный период. Поскольку высвечивание оболочки заканчивается задолго до наступления максимума блеска, то светимость Новой в эпоху, когда она определяется высвечиванием оболочки, оказывается в несколько

раз больше светимости после окончания этого процесса. Соответствующие расчеты показывают, что уменьшение болометрической звездной величины Новой, связанное с окончанием высвечивания оболочки, весьма значительно и может достигать 1.5—2 звездных величин.

В дальнейшем основную роль начинают играть другие источники энергии, и, как видно из формулы (22), светимость Новой должна вновь возрастать. Последний вывод подтверждается наблюдениями. Оказывается у всех звезд, для которых имеются предмаксимальные наблюдения, светимость от „ступеньки“ до максимума блеска увеличивается.

3. *Сопоставление теории с наблюдательными данными.* Чтобы сравнить найденную теоретически зависимость светимости Новой от времени с наблюдениями, необходимо перейти от светимости к непосредственно наблюдаемым величинам: визуальному блеску и эффективной температуре оболочки. Светимость Новой связана с эффективной температурой оболочки T соотношением

$$L(t) = 4\pi r^2(t) \sigma T^4(t). \quad (24)$$

Будем считать, что распределение энергии в непрерывном спектре оболочки дается формулой Планка. Тогда абсолютную визуальную величину M_v можно вычислить по известной формуле

$$M_v(t) = -0.08 - 5 \lg \frac{r(t)}{r_{\odot}} + \frac{29500}{T(t)} + 2.5 \lg \left(1 - e^{-\frac{27000}{T(t)}} \right). \quad (25)$$

В первое время после начала вспышки (при $x \lesssim 1$) визуальный блеск вместе со светимостью должен быстро возрастать. Затем, при $x > 1$, когда происходит убывание светимости оболочки, связанное с ее высвечиванием, на кривой блеска должна появиться „ступенька“. В дальнейшем, при новом увеличении светимости возобновится и возрастание блеска. Однако, если светимость Новой при завершении высвечивания оболочки убывает в несколько раз, то уменьшение видимого блеска в области „ступеньки“ обычно не превышает 0.1 звездной величины. Это объясняется сильным уменьшением эффективной температуры оболочки в этот период, вследствие чего максимум распределения энергии в непрерывном спектре смещается в сторону видимых частот.

После „ступеньки“ блеск Новой продолжает расти как за счет увеличения радиуса оболочки, так и вследствие возрастания светимости при одновременном падении эффективной температуры. Увеличение блеска Новой закончится тогда, когда оптическая толщина оболочки станет порядка единицы.

Для сравнения теории с наблюдениями мы использовали наблюдательные данные трех Новых: CP Lac, v 476 Cyg и DQ Her. Результаты наблюдений v 476 Cyg и DQ Her заимствованы из монографии Пейн-Гапошкиной [11]. Для CP Lac взята кривая блеска, полученная в работе [12] по данным многих наблюдателей.

При вычислениях теоретических кривых блеска заданными величинами считались: масса оболочки в небулярной стадии развития Новой m_1 , скорость движения оболочки в предмаксимальный период v_0 , скорость, определяемая по смещению главного спектра v_1 , абсолютная визуальная величина Новой в максимуме блеска $M_{v \max}$ и эффективная температура оболочки в максимуме T_{\max} , причем в качестве T_{\max} принимались значения температуры, находимые по спектральному классу звезды. Значения этих величин для выбранных Новых приведены в табл. 1.

Таблица 1

Название звезды	m_1	M_0	T_{\max}	v_0	v_1
DQ Her	$0.55 \cdot 10^{20}$	-6.4	$6 \cdot 10^3$	$0.18 \cdot 10^8$	$0.32 \cdot 10^8$
v 476 Cyg	$3.2 \cdot 10^{20}$	-9.0	$9 \cdot 10^3$	$0.38 \cdot 10^8$	$0.70 \cdot 10^8$
CP Lac	$7.0 \cdot 10^{20}$	-9.2	$9 \cdot 10^3$	$0.60 \cdot 10^8$	$1.3 \cdot 10^8$

Сначала по формуле (25) вычислялись радиусы оболочек в момент максимума блеска. По найденным радиусам и заданным T_{\max} с помощью формулы (24) были получены светимости Новых в максимуме блеска T_{\max} , что позволяет найти величину δ . Для определения δ заметим, что, согласно принятой модели, светимость Новой в максимуме блеска целиком определяется свечением звезды и излучением, возникающим при столкновении газового потока с оболочкой. Это означает, что первый член в формуле (13) можно положить равным нулю. Тогда, учитывая (23) и заменяя $E(x)$ в левой части формулы (22) на L_{\max} , полученное соотношение можем рассматривать как уравнение для определения δ . После этого по формуле (13) были вычислены $L(t)$. Теоретический ход $L(t)$ для CP Lac и v 476 Cyg показан на рис. 1. Наконец, по формулам (24) и (25) были найдены абсолютная визуальная величина Новой $M_0(t)$ и температура оболочки $T(t)$. Полученные в результате вычислений кривые $M_0(t)$ приведены на рис. 2. Данные наблюдений визуального блеска нанесены в виде сплошной линии. Пунктирные кривые иллюстрируют теоретический ход видимого блеска Новой при различных значениях параметра k . Вдоль кривых нанесены результаты спектральных наблюде-

ний Новых и вычисленные значения температуры оболочки для разных моментов времени.

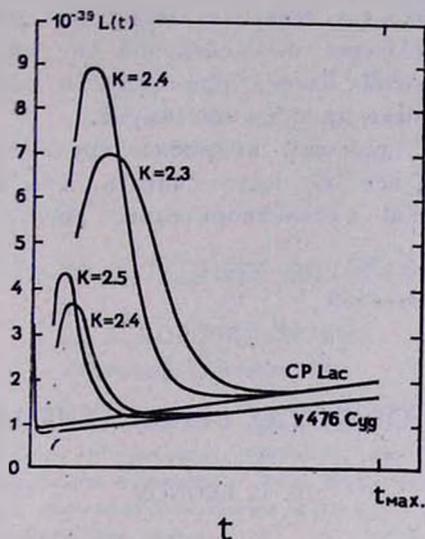


Рис. 1. Теоретические кривые изменения светимости Новой $L(t)$ и светимости звезды $L_*(t)$.

Как уже отмечалось, лишь для немногих Новых имеются наблюдения восходящей ветви кривой блеска, причем первое наблюдение даже в этом случае относится к моменту появления „ступеньки“ или

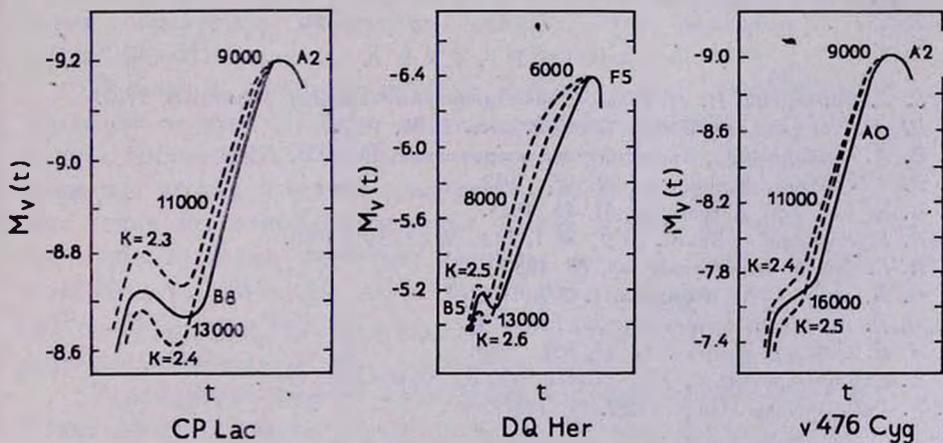


Рис. 2. Наблюдаемые (сплошные линии) и теоретические кривые блеска.

более позднему. Еще хуже изучено изменение спектров в предмаксимальный период. Лишь в отдельных случаях удалось получить спек-

тры за несколько часов, редко за 1—2 дня до максимума. Исключенные составляют только самые медленные Новые DQ Her и RR Pic, спектры которых были захвачены за несколько дней до максимума. Однако и в этих случаях нет сведений об их спектрах на восходящей ветви кривой блеска при яркости слабее, чем на две звездные величины ниже яркости максимума.

Хотя по этим причинам подробное сравнение теории с наблюдениями невозможно, все же надо считать, что в основных чертах результаты вычислений удовлетворительно согласуются с наблюдательными данными.

Ленинградский Государственный
университет

THE RADIATION OF NOVAE BEFORE THE LIGHT MAXIMUM

V. V. LEONOV

The sources of the radiation of a Nova during the period before light maximum are considered. These sources are the heat energy of the envelope, the radiation of the star, the energy arising from the collision of the envelope with the matter ejected from the star. The calculated light curves are compared with observational data for CP Lac, v 476 Cyg, DQ Her.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбачкий, И. Н. Минин, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, 1963.
2. Ш. Г. Горделадзе, *Бюлл. Абастум. обс.*, 1, 55, 1937.
3. В. А. Амбарцумян, *Теоретическая астрофизика*, ГОНТИ, 1939.
4. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 29, 517, 1952.
5. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 31, 15, 1954.
6. В. Г. Горбачкий, *Вестн. ЛГУ*, № 1, 142; № 13, 131, 1960.
7. В. Г. Горбачкий, *Астрон. ж.*, 39, 198, 1962.
8. В. В. Леонов, *Астрофизика*, 4, 207, 1968.
9. Э. Р. Мустель, *Астрон. ж.*, 25, 156, 1948.
10. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 37, 387, 1960.
11. С. Payne-Gaposhkina, *The Galactic Novae*, Amsterdam, 1958.
12. F. Beileke, *Astr. Nachr.*, 262, 17, 1937.