

ОСОБЕННОСТИ ВЫСВЕЧИВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В
АТМОСФЕРАХ КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗДО.М. БЕЛОВА¹, К.В. БЫЧКОВ²

Поступила 14 декабря 2018

Принята к печати 13 марта 2019

Выполнены расчеты высвечивания газа за фронтом стационарной ударной волны для условий в атмосферах красных карликовых звезд в диапазоне скоростей u_0 от 30 км/с до 100 км/с. Учтены обмен энергии между электронной и атомно-ионной компонентами при ионизационных переходах водорода и в поле излучения фотосферы звезды. Включено охлаждение следующими химическими элементами: C, N, O, Mg, Si, S, Ca, Fe. Получены следующие результаты. Газ позади фронта остается прозрачным в оптическом диапазоне непрерывного спектра в течение всего времени высвечивания, поэтому он не может быть источником чернотельного излучения, временами возникающего во время вспышек. Поток рекомбинационного и тормозного излучения прозрачного газа, а также поток в линиях бальмеровской серии составляют несколько процентов от потока энергии вещества через вязкий скачок. Отношение потоков в спектральных линиях и в континууме зависит от величины u_0 и от параметров атмосферы. Эти результаты согласуются с представлениями о многокомпонентной природе излучения вспышки, а именно, эмиссия в линиях определяется ударной волной в надфотосферных слоях, а чернотельное излучение дает фотосфера, прогреваемая потоком надтепловых частиц.

Ключевые слова: ударная волна; красные карлики; звездные атмосферы

1. Введение. В предлагаемой работе мы поставили цель - выяснить возможную роль гипотезы высвечивания ударной волны при объяснении излучения в линиях и в непрерывном спектре во время вспышек в атмосферах холодных карликовых звезд.

Спектры вспышек показывают практически одновременное возрастание интенсивности как эмиссионных линий, так и континуума. Источником излучения в континууме может быть как прозрачный, так и оптически плотный газ. Это следует из того, что в некоторых случаях часть непрерывного спектра хорошо аппроксимируется планковской кривой (оптически плотный газ), но также наблюдается бальмеровский скачок в эмиссии (прозрачный газ). Одновременность появления чернотельного излучения, спектральных линий и бальмеровского скачка свидетельствует о пространственной неоднородности излучающей области. А именно, слои, дающие планковский спектр, находятся в состоянии, близком к термодинамическому равновесию, в то время как появление в спектре эмиссионной компоненты означает

отсутствие равновесия. Таким образом, во вспышке одновременно проявляют себя как равновесные, так и неравновесные области газа. Начнем с чернотельной компоненты излучения.

Впервые гипотезу чернотельного излучения высказали Gordon & Kron [1] для объяснения своих фотометрических наблюдений вспышки звезды $BD + 20^{\circ}2465$ класса $dM4e$, выполненных 30 апреля 1949г. Авторы предложили модель небольшого горячего пятна и рассмотрели зависимость размера пятна от его температуры. Гринин и Соболев [2] в рамках гипотезы локального теплового равновесия рассчитали излучение в переходной области между фотосферой и хромосферой газа, прогретого в результате взрыва в верхних слоях атмосферы. Авторы показали, что в предельном случае мощных вспышек излучение близкое к чернотельному получается при нагреве глубоких слоев атмосферы звезды, а при меньшей мощности газ только частично непрозрачен за бальмеровским скачком. В этой работе была впервые проведена аналогия между механизмами образования звездных вспышек и белых вспышек на Солнце, а также продемонстрирована роль отрицательного иона водорода. Гринин и Соболев [3] показали, что возможным источником нагрева может быть поток нагретых протонов с энергией порядка 10 МэВ . В дальнейшем Гринин, Лоскутов и Соболев [4] учли вклад нагретых электронов с энергией около 100 кэВ . Перейдем к излучению компоненты газа, прозрачной в континууме.

Излучение в линиях, по-видимому, впервые обнаружено Joy & Humason [5] в спектре звезды L 726-8 (спектральный класс $dM5.5e$) во время вспышки 25 сентября 1948г. В их спектрах отчетливо видны эмиссионные линии: $H\delta$ водорода, 4026 и 4471 нейтрального гелия и 4685 HeII . Гершберг и Чугайнов [6] выполнили одновременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения нескольких вспышек $AD \text{ Leo}$. "Замывание" эмиссией полос окиси титана и линии 4227 CaI , видимой в поглощении, свидетельствует о значительном усилении непрерывного спектра. Общее увеличение светимости звезды сопровождалось усилением эмиссионных линий $H\alpha$ - $H11$ водорода и 4471 HeI . Попытки объяснения близкого по времени усиления континуума и линий бальмеровской серии водорода предпринимались с начала семидесятых годов, причем первые модели оперировали двумя гипотетическими компонентами излучающего газа - прозрачной и непрозрачной в континууме. Kunkel [7] предложил, что относительно слабый чернотельный спектр и более сильные линии водорода образуются в разных областях атмосферы звезды. Первый объясняется импульсным нагревом фотосферы, а вторые являются следствием рекомбинации расположенного над фотосферой ионизованного газа, прозрачного в непрерывном спектре оптического диапазона. Населенности возбужденных уровней водорода предполагались равновесными, соответствующими электронной температуре. Идея двухкомпонентной структуры излучения

вспышки была развита Mochlaski&Zirip [8]. Их наблюдения показали, что бальмеровский скачок меньше предсказываемого рекомбинационной теорией, поэтому чернотельная компонента может быть не малой величиной, но даже доминирующей излучения. Наблюдения Чутайнова [9] звезды EV Lac в полосах 3350-3650 Å, 4155-4280 Å и 5120-5320 Å также оказались невозможными объяснить в рамках одного механизма: чернотельного излучения либо свечения оптически тонкой водородной плазмы. Его выводы подтвердили Абрамян и др. [10] в результате кооперативных наблюдений вспышки EV Lac в сентябре 1993г. и вспышек 1994 и 1995гг. [11]. С 1996г. в КРАО на телескопе АЗТ-11 проводился мониторинг EV Lac в UVRI-диапазоне с временем накопления 0.1с. Ловкая и Жиляев [12] по наблюдениям вспышки 14.09.2004 и Ловкая [13] по вспышкам 15.10.1996 и 10.10.1998 показали, что звезда до максимума блеска проявляет свойства оптически тонкой в континууме водородной плазмы, излучает как черное тело в максимуме блеска и как оптически толстая в бальмеровском континууме сразу после максимума. Аналогичный вывод сделан Лонкой [14] на основании наблюдений звезды AD Leo во время вспышки 04.02.2003. Kowalski et al. [15] выполнили одновременные фотометрические наблюдения в полосе U и спектральные в полосе 3350-9260 Å с разрешением $R=625$ (на длине волны 4000 Å) и $R=980$ вблизи $H\alpha$. Они показали, что форма голубого континуума "мегавспышки" (терминология авторов) 16 января 2009г. звезды YZ CMi класса dM4.5e в диапазоне от 3350 Å до 4800 Å может быть представлена как сумма двух компонентов: бальмеровского континуума и чернотельного излучения с температурой около 10000 K.

Для объяснения природы излучения прозрачного в континууме газа и его свечения в линиях оказалась полезной гипотеза ударной волны, предложенная Климишиным [16]. Впоследствии ее применили Ворр&Moffett [17] при анализе несоответствия расчетов Кункеля с результатами своих фотометрических и спектроскопических наблюдений вспышки UV Cet. Вполне возможно, что излучение в линиях объясняется не только ударной волной в хромосфере. Так, Соболев и Гринин [18] показали, что штарковские крылья линий атома водорода могут формироваться вместе с континуумом в верхних слоях фотосферы. Подробный анализ роли штарковского уширения в спектрах вспышек карликовых звезд выполнен Kowalski et al. [19].

Идея объединения двух подходов - ионизации и нагрева надтепловыми частицами и свечения за фронтом ударной волны - пришла из теории солнечных вспышек. Костюк и Пикельнер [20] поставили и решили задачу об ионизации и нагреве хромосферы потоком движущихся из короны надтепловых электронов. По газу распространяется температурный скачок, связанный, главным образом, с теплопроводностью. Впереди температурного скачка распространяется ударная волна, нагревающая и сжимающая газ. Скорость движения уменьшается с

глубиной. Результаты расчетов объясняли основные наблюдаемые особенности активной фазы солнечных вспышек. Кацова и др. [21, 22] выполнили аналогичные расчеты для условий в хромосфере красной карликовой звезды. Основное внимание было уделено испускаем средней силы, где поток энергии надтепловых частиц F_0 не превышал $3 \cdot 10^{11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Работа [21] была выполнена в одно-температурном приближении, то есть считалось, что все компоненты газа имели одно и то же значение температуры, а в [22] учитывалось различие между температурами электронов T_e и атомно-ионной компоненты $T_{\text{ат}}$. Состояние ионизации водорода и населенности его дискретных уровней вычислялись в стационарном приближении как функции локальных значений температуры и электронной плотности на основании расчетов Брусевич и Лившица [23]. В [21] сформулирована гипотеза "хромосферной конденсации", согласно которой чернотельное излучение исходит из области размером около 10 км, находящейся на высоте примерно 15000 км и образованная газом, изобарически сжатым в результате радиационного охлаждения за фронтом ударной волны до температуры около 9000 К и концентрации 10^{15}см^{-3} . Позднее расчеты реакции атмосферы на поток надтепловых частиц были проделаны также Alfred et al. [24] в одно-температурном приближении; рассматривалась нестационарная населенность шести уровней атома водорода, девяти уровней атома гелия, четырех уровней иона Mg II и шести уровней Ca II.

Перейдем к содержанию нашей статьи. Во втором разделе приведены постановка задачи и диапазоны значений основных параметров. В третьем разделе описаны уравнения нестационарного возбуждения и состояния ионизации водорода, метод расчета состояния ионизации металлов, в четвертом - уравнения для тепловой энергии и электронной температуры. В пятом разделе вычислена оптическая глубина высвечивающегося газа в континууме, в шестом - потоки в линиях нескольких спектральных серий атома водорода, в седьмом - дискуссия. В заключении сформулированы основные результаты работы.

2. Постановка задачи. Пусть невозмущенный газ натекает на фронт ударной волны, причем скорость натекания u_0 не зависит от времени. Нагретый на вязком скачке газ, оттекая от фронта, ионизируется, охлаждается и рекомбинирует в поле излучения фотосферы звезды. Ставим задачу - определить электронную температуру, степень ионизации и состояние возбуждения водорода как функции расстояния от фронта ударной волны. Полагаем, что прохождение ионов и атомов через вязкий скачок описывается адиабатой Гюгонно, а электроны нагреваются по адиабате Пуассона. В дальнейшем все эти компоненты газа обмениваются тепловой энергией путем упругих соударений.

Учитываем следующие неупругие процессы: ионизацию, рекомбинацию,

возбуждение и деактивацию водорода под действием электронного удара, процессы с участием излучения фотосферы: фотовозбуждение, фотоионизация, спонтанные и вынужденные фотодезактивация и фоторекомбинация, а также спонтанные радиационные переходы.

Примем следующие диапазоны, в которых могут находиться основные параметры задачи - скорость u_0 , температуры газа T_0 и излучения T_* , концентрация невозмущенного газа N_0 и напряженность магнитного поля H_0 :

$$\begin{aligned} 20 \text{ км/с} < u_0 < 100 \text{ км/с}, \quad 2700 < T_0 < 6000 \text{ К}, \\ 10^{12} \text{ см}^{-3} < N_0 < 10^{14} \text{ см}^{-3}, \quad 0 < H_0 < 5 \text{ Гс}. \end{aligned} \quad (1)$$

Помимо водорода и гелия включены следующие химические элементы: C, N, O, Na, Mg, Al, Si, S, K, Ca, Fe, предполагая их нормальное космическое содержание. Состояние ионизации перед фронтом вычисляем по формуле Саха при плотности N_0 и температуре T_0 .

3. *Населенности уровней.* Состояние ионизации и возбуждения водорода описывает система уравнений.

$$\begin{aligned} \frac{d\nu_k}{dt} = & - \left[f_k \Phi_k + q_k N_e + \sum_{l < k} (q_{kl} N_e + A_{kl}^* (1 + n_w^*)) + \sum_{u > k} (q_{ku} N_e + B_{ku} n_w^*) \right] \nu_k + \\ & + \sum_{u > k} (q_{uk} N_e + A_{uk}^* (1 + n_w^*)) \nu_u + \sum_{l < k} (q_{lk} N_e + B_{lk} n_w^*) \nu_l + \left(\frac{\gamma_k}{1 + \eta_k} + \gamma_k N_e \right) N_e x, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\nu_k = N_k/N_H$ относительная населенность атома водорода, $x = N_p/N_H$ - состояние ионизации водорода по отношению к полной концентрации водорода N_H . Здесь и ниже везде в суммировании по дискретным уровням подразумевается, что верхний предел K берется из критерия Инглиса-Теллера. Для рассматриваемого класса звезд примем $K=15$. Дифференцирование в левой части уравнений выполняется по лагранжевой координате l - времени, протекшему с момента пересечения фронта данным элементом газа. Величина удаления от фронта l связана с переменной t соотношением $dl = u(t)dt$. Опишем физические процессы, которым соответствуют слагаемые в правой части (2).

- Скорость фотоионизации из k -го уровня дилутированным тепловым излучением фотосферы в расчете на один атом в состоянии " k " равна

$$\Phi_k = 4\pi W \int_{\nu_k}^{\infty} \sigma_k^{(ph)} \frac{B_\nu(T_*)}{h\nu} d\nu.$$

Множитель

$$f_k = \begin{cases} e^{-\eta_1}, & k=1 \\ 1, & k>1 \end{cases}$$

учитывает поглощение ионизирующего излучения атомами водорода в основном состоянии, $B_\nu(T_e)$ - функция Планка, $\sigma_k^{(m)}$ - сечение фотоионизации, η_k - оптическая глубина по фотоионизации; излагаемые ниже расчеты показывают, что водород прозрачен по фотоионизации из возбужденных состояний. Метод расчета несобственного интеграла Φ_k приведен в [25].

- Коэффициенты для скоростей ионизации $q_j N_e$, возбуждения ($i < j$), деактивации ($i > j$) электронным ударом $q_{ij} N_e$ и тройной рекомбинации $\gamma_k N_e^2 x$ взяты из работы [26].

- Скорость фотодеактивации ($i > j$) равна $A_{ij}^*(1 + n_{\infty}^*)$. Здесь и далее верхний индекс "*" обозначает учет рассеяния в линиях: $A_{ij}^* = A_{ij} S_{ij}$, $n_{\infty}^* = n_{\infty} S_{ij}$, $n_{\infty} = W / (k^* \nu_{ij} A_{ij} - 1)$ - число заполнения в случае фотосферного излучения. Формулы для расчета вероятности выхода кванта S_{ij} для доплеровского контура взяты из статьи [27], они получены на основе приближения Биберамана-Холстейна [28].

- Скорость фотовозбуждения ($j < i$) излучением фотосферы определяется произведением $B_{ji} n_{\infty}^*$, в котором $B_{ji} = i^2 A_{ij} / j^2$.

- В выражении $x N_e r_k / (1 + \eta_k)$ для скорости фоторекомбинации знаменатель $1 + \eta_k$ приближенно учитывает рассеянное излучение на пороговой частоте. Коэффициент фоторекомбинации r_k равен сумме коэффициентов спонтанного $r_k^{(s)}$ и вынужденного $r_k^{(i)}$ процессов. Метод расчета коэффициента вынужденной рекомбинации в приближении Крамерса описан нами в [29]. Ранее алгоритм расчета коэффициента вынужденной фоторекомбинации был предложен Соболевым и Ивановым [30] для случая равенства температур электронов и фотосферы. Наш алгоритм учитывает, что T_e и T могут различаться.

Сумма относительных населенностей u_k и степени ионизации x равна единице:

$$\sum_k u_k + x = 1. \quad (3)$$

Состояние ионизации металлов вычисляем в предположении, что за фронтом ударной волны присутствуют атом и первые два иона при $u_0 \leq 60$ км/с или первые четыре иона при $u_0 > 60$ км/с. Напишем уравнение ионизации для относительной концентрации атома $x_1^{(m)}$:

$$\frac{dx_1^{(m)}}{dt} = -(\Phi_1^{(m)} + q_1^{(m)} N_e) x_1^{(m)} + (r_1^{(m)} + d_1^{(m)} + \gamma_1^{(m)} N_e) N_e x_2^{(m)}. \quad (4)$$

Здесь $x_2^{(m)}$ - концентрация первого иона, $q_k^{(m)}$ - коэффициент ударной ионизации из основного состояния [31], $r_k^{(m)}$, $d_k^{(m)}$ - полные коэффициенты фото-, диэлектронной рекомбинаций [32], $\Phi_k^{(m)}$ - скорость ионизации фотосферным излучением, вычисленная по скорости фоторекомбинации при

T. Скорость тройной рекомбинации $\gamma_k^{(m)}$ определяется, главным образом, высокоионизованными состояниями [33], положение которых близко к уровням атома водорода с теми же значениями главного квантового числа. Поэтому для скорости тройной рекомбинации брать ее значение для атома водорода. Уравнение для первого иона (а также второго и третьего) имеет вид:

$$\frac{dx_k^{(m)}}{dt} = (\Phi_{k-1}^{(m)} + q_k^{(m)} N_e) x_{k-1}^{(m)} - ((r_{k-1}^{(m)} + d_{k-1}^{(m)} + \gamma_{k-1}^{(m)} N_e + q_k^{(m)}) N_e + \Phi_k^{(m)}) x_k^{(m)} + (r_k^{(m)} + d_k^{(m)} + \gamma_k^{(m)} N_e) N_e x_{k+1}^{(m)}, \quad k = 2, 3, 4. \quad (5)$$

Замыкает систему уравнений условие нормировки

$$\sum_k x_k^{(m)} = 1. \quad (6)$$

Зная относительные концентрации $x^{(a)}$ ионов всех химических элементов, вычислим безразмерную электронную плотность $z_e = N_e/N$:

$$z_e = \sum_{el} Z_{el} \sum_k (k-1) x_k^{(el)},$$

4. *Тепловая энергия и электронная температура.* Тепловая энергия E выражается через z_e , T_e и T_{av} :

$$E = c_v (T_{av} + z_e T_e), \quad (7)$$

где c_v - теплоемкость газа при постоянном объеме $c_v = 3/2$. В расчетах удобнее величина $S = E/c_v$, которой мы будем пользоваться в дальнейшем и также называть "тепловой энергией". Напишем уравнение для S с учетом работы соседних слоев, свободно-свободных, связанно-связанных и связанно-свободных ратационных и ударных переходов водорода и охлаждения при возбуждении металлов:

$$\left(\frac{3}{2} + \frac{d \ln(v(S))}{d \ln S} \right) \frac{dk_B S}{dt} = Z_H (S_{phion} + x N_e^2 S_{exc} + N_e S_{dexc}) - Z_H N_e (x S_{phexc} + S_{exc} + S_{ex} + xB) - N_e M, \quad (8)$$

где Z_H - содержание водорода по числу частиц, k_B - постоянная Больцмана. В стационарной ударной волне позади фронта законы сохранения импульса и массы связывают безразмерную скорость $v = u/u_0$ и S кубическим уравнением

$$v^3 - \left(1 + \frac{c^2}{\gamma} + \frac{a^2}{2} \right) v^2 + sv + \frac{a^2}{2} = 0, \quad (9)$$

где $c = C_0/u_0$ и $a = V_{ph}/u_0$ - равны, соответственно, скорости звука C_0 и альфвеновской скорости V_{ph} перед фронтом, нормированным на скорость натекания u_0 . Уравнение (9) при $c < 1$ и $a < 1$ имеет три действительных корня: один отрицательный и два положительных, оба меньше единицы. При

одном и том же значении тепловой энергии больший корень соответствует газу перед фронтом, меньший - позади фронта. При известных значениях s и v логарифмическая производная вычисляется по формуле

$$\frac{d \ln v(S)}{d \ln S} = \frac{s}{s - v^2 + s^2/v^2} \quad (10)$$

она описывает работу по сжатию данного слоя газа соседними, менее выветрившимися слоями. Выпишем явные выражения для индексированных величин S в порядке их появления в правой части (7) с пояснением описываемого ими процесса. Сначала рассмотрим процессы, обеспечивающие приобретение тепловой энергии:

- фотоионизация

$$S_{\text{photo}} = \sum_k J_k (\Psi_k - I_k \Phi_k) \nu_k,$$

где

$$\Psi_k = 4\pi W \int_{\nu_k}^{\infty} \sigma_k^{(ph)} B_\nu(T) d\nu,$$

а I_k - работа выхода с k -го уровня;

- тройная рекомбинация

$$S_{\text{trc}} = \sum_k J_k \gamma_k;$$

- деактивация электронным ударом

$$S_{\text{deact}} = \sum_u \nu_k \sum_{u>l} q_{ul} E_{lu},$$

где $E_{lu} = I_l - I_u$,

Перечислим механизмы потерь тепловой энергии:

- фоторекомбинация

$$S_{\text{phrec}} = \sum_k \frac{R_k - I_k r_k}{1 + \eta_k},$$

где

$$R_k = \int_0^{\infty} s_k(\epsilon) u h \nu f(\epsilon) (1 + n_{\alpha}) d\epsilon,$$

ϵ и u - энергия и скорость свободного электрона, s_k - сечение спонтанной фоторекомбинации; метод вычисления $R_k^{(i)}$, как и $r_k^{(i)}$ с учетом двух температур - T_k и T , изложен нами в [29];

- ионизация электронным ударом

$$S_{\text{clon}} = \sum_k I_k q_k \nu_k;$$

- возбуждение электронным ударом

$$S_{exc} = \sum_i \nu_i \sum_{l \neq m} q_{lm} E_{lm};$$

- тормозное излучение B вычислено в приближении Крамерса;
- возбуждение металлов с последующим излучением

$$M = \sum_{\alpha} Z_{\alpha} \sum_{l \neq m} x_{\alpha ec} \sum_{n} y_{\alpha} \sum_{l} A_{nl}^{\alpha} E_{lm},$$

где Z_{α} - содержание химического элемента по числу частиц; $x_{\alpha ec}$ - относительная концентрация атома или иона; E_{lm} - энергетическая щель между уровнями, y_{α} - относительная населенность уровня "u". Населенности дискретных уровней металлов вычисляем в стационарном приближении при текущих значениях T_e и N_e . Возможность такого подхода в случае металлов определяется низким значением потенциалов возбуждения их дискретных переходов.

Уравнение для электронной температуры, кроме указанных выше процессов, содержит также обмен энергией между атомно-ионной и электронной компонентами газа:

$$c_e \frac{dk_B T_e}{dt} = -\frac{T_e}{S} \frac{d \ln v(S)}{d \ln S} \frac{dk_B S}{dt} + k_B (T_{in} - T_e) N (\psi_{in} + \psi_{ie}) + Z_{II} N \left(x T_{phrec} + x N_e T_{irec} + S_{deact} \right) - Z_{II} N \left(\frac{1}{z_e} T_{phion} + T_{cion} + S_{ex} + x B \right). \quad (11)$$

Выпишем основные процессы, влияющие на изменение температуры электронов.

- Первое слагаемое в правой части описывает нагрев электронов при сжатии, обусловленном высвечиванием.
- Скорость обмена энергии между атомно-ионной и электронной компонентами плазмы определяется функциями ψ_{ae} [34] и ψ_{ie} [35]:

$$\psi_{ie} = 8 \sqrt{\frac{2}{\pi}} f_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{Ry}} \left(4 + \frac{24}{(1 + 0.23 T_e (\text{эВ}))^3} \right) \left(Z_{II} (1-x) + \frac{Z_{IHe}}{4} \right), \quad f_e = \frac{m_e}{m_{II}} \pi a_0^2 v_0, \quad (12)$$

$$\psi_{ae} = \frac{8}{3\sqrt{3}} f_e \Lambda \left(\frac{Ry}{k_B T_e} \right)^{3/2} x, \quad \Lambda = 2 \ln \left(\frac{3}{4\sqrt{4\pi}} \right) + 3 \ln \left(\frac{Ry}{k_B T_e} \right) - \ln (N_e a_0^3),$$

где m_e и m_{II} - массы, соответственно, электрона и атома водорода, v_0 - скорость электрона на первой боровской орбите.

- Охлаждение при фотоионизации

$$T_{phion} = \sum_k (c_v k_B T_e + I_k \Phi_k - \Psi_k) \nu_k;$$

- Охлаждение при ионизации электронным ударом

$$T_{cion} = \sum_k q_k \nu_k (I_k + c_v k_B T_e);$$

- Нагрев при тройной рекомбинации

$$T_{\text{triple}} = \sum_k \gamma_k (I_k + c_e k_B T_e),$$

- Скорость изменения температуры в результате фоторекомбинации:

$$T_{\text{photo}} = \sum_k \frac{c_e k_B T_e + I_k P_k - P_k}{1 + \eta_k}.$$

Решение приведенных выше уравнений дает зависимость от времени всех характеристик газа: электронной T_e и атомно-ионной T_a температур, населенностей дискретных уровней водорода n_k , состояния ионизации x , тепловой энергии $c_e S$, а вместе с ней - скорость газа u и его плотность N . Эти величины определяют оптическую глубину газа и спектральный поток излучения.

5. *Оптическая глубина в непрерывном спектре водорода.* Наши расчеты показали, что водород остается прозрачным по фотоионизации из возбужденных уровней. Это демонстрирует табл.1, в которой приведены десятичные логарифмы оптической глубины в пороге фотоионизации из первых двух возбужденных состояний: $k=2$ (левый столбец) и $k=3$ (правый столбец) для каждой плотности; расчеты выполнены при $T_0 = 3500$ К для концентраций $\log N_0 = 12$ и 14 , u_0 в км/с. Расчеты выполнены для двух значений концентрации газа: $N_0 = 10^{12}$ см⁻³ и $N_0 = 10^{14}$ см⁻³. Для учета возможного влияния магнитного поля мы рассмотрели два варианта: отсутствие магнитного поля и $H_0 = 5$ Гс.

Таблица 1

ДЕСЯТИЧНЫЙ ЛОГАРИФМ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ

u_0	$H_0=0$ Гс				$H_0=5$ Гс			
	12		14		12		14	
30	-2.68	-4.13	-1.95	-2.75	-2.18	-3.93	-1.95	-2.76
50	-2.70	-3.95	-1.74	-2.33	-2.07	-3.47	-1.74	-2.35
70	-2.74	-3.94	-1.68	-2.23	-2.05	-3.36	-1.68	-2.24
90	-2.78	-3.94	-1.63	-2.14	-2.05	-3.33	-1.63	-2.17

Данные таблицы показывают некоторое влияние магнитного поля на оптическую глубину, причем это влияние растет с уменьшением плотности невозмущенного газа. Главная причина заключается в том, что одно и то же магнитное поле более эффективно ослабляет необратимую диссипацию энергии на фронте ударной волны при меньшей плотности газа. При меньших значениях температуры ионизация электронным ударом замедляется сильнее, чем возбуждение. Это приводит к увеличению числа атомов водорода на луче зрения и, следовательно, оптической глубины по фотоионизации.

Перейдем к тормозному поглощению. В табл.2 приведены десятичные логарифмы оптической глубины в диапазоне длин волн от 3700-18000 АА, при $T_0 = 3500$ К, $\log N_0 = 13$, $H_0 = 2$ Гс, u_0 в км/с. Все оптические глубины оказываются меньше единицы.

Таблица 2

ДЕСЯТИЧНЫЙ ЛОГАРИФМ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ
ПО ТОРМОЗНОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ

$\lambda, \text{А}$ u_0	3700	5000	7000	9000	14000	18000
30	-6.07	-5.68	-5.24	-4.91	-4.33	-4.01
50	-5.41	-5.01	-4.58	-4.25	-3.67	-3.35
70	-5.20	-4.80	-4.37	-4.04	-3.46	-3.14
90	-5.08	-4.69	-4.25	-3.93	-3.35	-3.02

Сопоставление данных двух таблиц показывает, что относительный вклад тормозного поглощения в оптическом диапазоне меньше, чем в случае термодинамического равновесия. Это является следствием существенной нестационарности высвечивания за фронтом ударной волны. Она проявляется в том, что степень ионизации водорода в течение длительного (по масштабам высвечивания) промежутка времени остается малой при высоком значении электронной температуры. Количественно это выражается в больших значениях множителя Мензела для основного состояния. Будем характеризовать изменение переменных задачи в зависимости от остаточной тепловой энергии $\zeta(t)$, равной отношению текущего значения $S(t)$ к первоначальной величине непосредственно за вязким скачком $S(0)$:

$$\zeta(t) = S(t)/S(0).$$

В табл.3 и 4 приведены логарифмы множителей Мензела $b_k(\zeta)$ для $k=1-7$

Таблица 3

ДЕСЯТИЧНЫЙ ЛОГАРИФМ МНОЖИТЕЛЕЙ МЕНЗЕЛА КАК
ФУНКЦИЯ ОСТАТОЧНОЙ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ $\log N_0 = 12$,

$u_0 = 50$ в км/с, $T_0 = 3500$ К, $H_0 = 2$ Гс

ζ	$T_{\text{э}} (\text{К})$	$T_{\text{и}} (\text{К})$	x	1	2	3	4	5	6	7
0.99	72634	21510	0.00	11.95	9.76	7.24	6.30	5.88	5.64	5.47
0.8	53428	28046	0.20	8.25	6.58	5.50	4.66	4.08	3.65	3.31
0.6	32494	26847	0.45	7.12	5.41	4.38	3.60	3.03	2.58	2.24
0.4	18211	18097	0.67	4.93	3.47	2.53	1.79	1.24	0.83	0.56
0.3	12946	12946	0.77	2.87	1.77	1.00	0.44	0.17	0.07	0.03
0.2	8616	8616	0.77	-0.14	0.63	0.32	0.09	0.02	0.01	0.00

ТО ЖЕ, ЧТО В ТАБЛ.3, $\log N_0 = 14$

ζ	$T_{\text{эл}}$ (К)	T_e (К)	x	1	2	3	4	5	6	7
0.99	75157	21860	0.01	8.12	6.52	5.53	4.76	4.19	3.75	3.40
0.8	52730	29227	0.30	5.93	4.13	3.12	2.37	1.80	1.37	1.04
0.6	31006	27014	0.59	4.72	2.97	1.97	1.24	0.73	0.41	0.23
0.4	17020	16999	0.87	1.91	0.60	0.14	0.03	0.01	0.00	0.00
0.3	12526	12526	0.90	-0.03	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
0.2	10602	10602	0.48	-0.03	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

вместе с текущими значениями $T_{\text{эл}}$, T_e и x . Из данных таблицы хорошо видно, что в течение первой половины процесса высветивания населенности приведенных уровней существенно превышают их равновесные значения при текущих значениях T_e и N_e . Большое значение множителя Мензела для $k=3$ объясняет уменьшение эффективности тормозного поглощения за фронтом ударной волны.

Суммируя результаты этого раздела, приходим к выводу о прозрачности в непрерывном спектре газа за фронтом ударной волны в условиях надфотосферных слоев звездных атмосфер.

6. Абсолютные потоки в спектральных линиях и в континууме.

По известным населенностям уровней $\psi_n(t)$, вероятностям выхода кванта $\zeta_{ln}(t)$, электронной плотности $N_e(t)$ и степени ионизации водорода $x(t)$ вычисляем поток излучения в линиях водорода $F_w (u > l)$ и в континууме путем фоторекомбинации F_r и тормозного излучения F_b . Сумму $F_r + F_b$ обозначим F_{cont} . Все потоки выражаем в единицах эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Выполненные нами расчеты позволяют сделать следующие выводы:

1. Основной вклад в излучение ($\geq 80\%$) дают бальмеровская и пашеновская серии.
2. Относительный вклад лаймановской серии не превышает 10% в плотном газе ($N_0 \geq 13 \text{ см}^{-3}$) и 20% в разреженном ($N_0 < 13 \text{ см}^{-3}$).
3. Вклад в частотах спектральных линий сопоставим с рекомбинационным излучением.

Первые два пункта проиллюстрированы данными табл.5. В таблице приведены потоки излучения F_l по отношению к полному излучению в линиях $F_{\text{линии}}$ при $T_{\text{эл}} = 3500 \text{ К}$, $H_0 = 2 \text{ Гс}$; вторая строка - u в км/с, обозначения спектральных серий (Ly - Lyman, H - Balmer, P - Pashen, Br - Brackett), просуммированные отдельно для каждой спектральной серии,

$$F_l = \sum_{k=l-1}^K F_{kl}, \quad l = \overline{1, K-1}$$

и нормированные на полный поток излучения в линиях, просуммированный

Таблица 5

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СЕРИЯХ ВОДОРОДА F

log N_e	12				14			
	Ly	H	P	B γ	Ly	H	P	B γ
30	0.11	0.62	0.20	0.04	0.01	0.71	0.21	0.05
50	0.12	0.62	0.20	0.04	0.03	0.76	0.17	0.03
70	0.15	0.61	0.18	0.04	0.05	0.77	0.15	0.02
90	0.20	0.60	0.16	0.03	0.08	0.77	0.13	0.02

по всем переходам:

$$F_{lines} = \sum_{l=1}^{k-1} F_l.$$

Выразим F_{lines} и F_{cont} в безразмерной форме как доли потока энергии вещества через фронт F :

$$F_{lines, cont} = f_{lines, cont} F, \quad F = \frac{1}{2} \rho_0 u_0^3.$$

Смысл введения коэффициентов $f_{lines, cont}$ заключается в том, что в случае полного высвечивания бесконечно сильной ударной волны без изменения состояния ионизации, суммарный поток излучения равен F [36]. Хотя при учете изменения состояния ионизации, давления невозмущенного газа, упругости вмороженного магнитного поля и влияния фотосферного излучения, точного равенства нет, тем не менее безразмерные величины $f_{lines, cont}$ могут быть полезным инструментом для анализа относительного вклада разных механизмов излучения.

Третий пункт выводов этого раздела иллюстрируют данные табл.6. Во второй и четвертой строках для каждой пары "скорость-плотность" записан поток вещества F при $T_{0*} = 3500$ К, $H_0 = 2$ Гс; u_0 в км/с. Под каждым значением F (запись типа $2.9+7$ означает $2.9 \cdot 10^7$ эрг см² с⁻¹) находятся два числа: слева

Таблица 6

ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ ВОДОРОДА f_{lines} И КОНТИНУУМЕ f_{cont} , НОРМИРОВАННЫЕ НА ПОТОК ЭНЕРГИИ ВЕЩЕСТВА F

log N_e \ u_0	30	50		70		90	
	12	2.9+7	1.3+8		3.7+8		7.8+8
	0.41 0.20	0.34	0.40	0.20	0.34	0.13	0.21
14	2.9+9	1.3+10		3.7+10		7.8+10	
	0.13 0.69	0.08	0.86	0.05	0.61	0.03	0.38

- f_{lim} справа - f_{cont}

Мы видим, что суммарная мощность линий по порядку величины сравнима с излучением в континууме. При заданной плотности вклад линий уменьшается с увеличением скорости, а при заданной скорости он падает с увеличением плотности. В обоих случаях причиной является более сильная ионизация газа за фронтом ударной волны. Зависимость от плотности определяется ионизацией из возбужденных состояний, описанной нами в [37].

Приложение к проблеме вспышек. Материал, изложенный в двух последних разделах, показывает, что модель ударной волны, распространяющейся в газе хромосферы, может быть применима при объяснении двух компонентов излучения вспышки: эмиссионных линий водорода и свечения водородной плазмы, прозрачной в частотах непрерывного спектра. Суммарный поток в линиях бальмеровской серии составляет порядка $(0.02 \div 0.25)F$. Аналогичный диапазон имеет место и для излучения в непрерывном спектре, причем соотношение двух потоков зависит от плотности газа и от скорости ударной волны.

7. Дискуссия. Наши расчеты, показывая, что в условиях хромосферы газ за фронтом ударной волны остается прозрачным в непрерывном спектре оптического диапазона, не подтверждают выдвинутую в [21] гипотезу яркой оптически плотной в континууме "хромосферной конденсации", образующейся во время вспышки за счет высвечивания газа. Авторы [21] справедливо пишут, "что сильное сжатие за фронтом движущейся вниз ударной волны связано с радиационными потерями, и наши численные расчеты лишь подтверждают известную формулу Каллана [23]: $\rho_2/\rho_1 = m_H v^2/kT \sim 100$ (v - скорость за фронтом волны)". Но эта ссылка на книгу С.А.Каллана "Межзвездная газодинамика", отражает только один аспект проблемы. Второй состоит в том, что изобарическое увеличение плотности происходит за счет потери тепловой энергии (ссылаемся на ту же книгу С.А.Каллана). Численную оценку $s \approx v$ легко получить из (9) при $a = c = 0$ и $v \ll 1$ (сильное сжатие, как в [21]). Таким образом, сжатие газа пропорционально потерям энергии, поэтому поток чернотельного излучения от гипотетической конденсации, равный $2.32 \cdot 10^{11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ при остаточной температуре $T = 8000$ К, должен составлять только проценты от полного потока излучения вспышки, в то время как в [21] он практически совпадает с F_0 . К тому же, для вычисления коэффициента поглощения авторы [21] пользуются расчетами [38], справедливыми для звездных атмосфер, находящимися в условиях термодинамического равновесия, в то время как ситуация позади фронта ударной волны является не только неравновесной, но и нестационарной. В рамках модели [39] стационарного однородного слоя Морченко [40] получен вывод о малой оптической глубине хромосферной конденсации.

Высвечивание само по себе не может привести к достаточно массивному образованию, которое дает чернотельное излучение значительной мощности. По-видимому, необходимо сочетание нескольких механизмов. Kowalski et al. [41] сообщили, что они в модели мега-вспышки ($F_{\text{H}} = 10^{13}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) получили конденсацию с необходимыми параметрами как результат взаимодействия нескольких процессов, обусловленных прогревом разных областей хромосферы электронами из разных диапазонов энергии (от 25 кэВ до 125 кэВ), сопровождаемым изобарическим сжатием газа между двумя горячими областями.

8. *Заключение.* Выполнены расчеты потока излучения в частотах спектральных линий водорода и в непрерывном спектре оптического диапазона при высвечивании газа за фронтом ударной волны для условий в атмосферах красных карликовых звезд. В рамках модели ударной волны для диапазона скоростей $20 \text{ км/с} < u_0 < 100 \text{ км/с}$ получены два результата.

1. Газ, высвечивающийся позади фронта ударной волны, остается прозрачным в оптическом диапазоне непрерывного спектра.

2. Показано, что теоретические значения потоков излучения в линиях водорода, его рекомбинационное и тормозное излучение находятся в диапазоне $(0.30 \div 0.95) F$, причем отношение между потоками в линиях и в континууме зависит от u_0 и N_0 .

Авторы благодарны Р.Е.Гершбергу и В.П.Гринину за плодотворные дискуссии. Работа поддержана грантом Программы развития МГУ "Ведущая научная школа", "Физика звезд, релятивистских объектов и галактик".

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, e-mail: whitecanvas05122010@mail.ru

² Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: bychkov@sai.msu.ru

PROPERTIES OF RADIATIVE SHOCK WAVES IN ATMOSPHERES OF RED DWARF STARS

O.M.BELOVA¹, K.V.BYCHKOV²

Calculations have been made of emission of gas behind the front of a stationary shock wave for conditions in red dwarf atmospheres in the velocity range u_0 from 30 km/s to 100 km/s. They are taken into account the exchange of energy between

the electron and the atomic-ion components under elastic collisions, free-free, bound-bound, bound-free impact and radiative transitions of hydrogen in the radiation field of the star photosphere. It is included cooling by the following chemical elements C, N, O, Mg, Si, S, Ca, Fe. The following results are obtained. The gas behind the front remains transparent in the optical range of the continuous spectrum during the entire time of emission, so it can not be a source of blackbody radiation, which occasionally arises during flares. The input of the Balmer series and transparent gas recombination and bremsstrahlung, is several percent of the gas energy flux through a viscous jump. The ratio of the fluxes in the spectral lines and in the continuum depends on the value of u_0 and the parameters of the atmosphere. These results agree with the concept of the multicomponent nature of a flare emission, namely, the line emission is determined by the shock wave in the above-photospheric layers, and the blackbody radiation is provided by the photosphere heated by the flow of suprathermal particles.

Keywords: *shock waves: red dwarfs: stellar atmospheres*

ЛИТЕРАТУРА

1. K.C.Gordon, G.E.Kron, Publ. Astron. Soc. Pacif., **61**, 210, 1949.
2. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 348, 1977).
3. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **28**, 355, 1988; **31**, 527, 1989, (*Astrophysics*, **28**, 208, 1988; **31**, 729, 1989).
4. В.П.Гринин, В.М.Лоскутов, В.В.Соболев, *Астрон. ж.*, **70**, 350, 1993.
5. A.H.Joy, M.L.Hutason, Publ. Astron. Soc. Pacif., **61**, 133, 1949.
6. Р.Е.Гершберг, П.Ф.Чугайнов, *Астрон. ж.*, **1**, 934, 1967.
7. W.E.Kunkel, *Astrophys. J.*, **161**, 503, 1970.
8. S.W.Mochnacki, H.Zirin, *Astrophys. J.*, **239**, L27, 1980.
9. П.Ф.Чугайнов, *Изв. КрАО*, **44**, 3, 1972.
10. E.P.Abranin et al., *Astrophys. Space Sci.*, **257**, 131, 1998.
11. E.P. Abranin et al., *Astron. Astrophys. Trans.*, **17**, 221, 1998.
12. М.Н.Ловкая, Б.Е.Жилев, *Изв. КрАО*, **103**, 158, 2007.
13. М.Н.Ловкая, *Изв. КрАО*, **108**, 157, 2012.
14. М.Н.Ловкая, *Астрон. ж.*, **90**, 657, 2013.
15. A.F.Kowalski et al., *Astrophys. J. Lett.*, **714**, L98, 2010.
16. И.А.Климишин, *Циркуляр ШАО*, **6**, 13, 1970.
17. V.W.Vorr, T.J.Moffett, *Astrophys. J.*, **185**, 239, 1973.
18. В.В.Соболев, В.П.Гринин, *Астрофизика*, **38**, 33, 1995, (*Astrophysics*, **38**, 15, 1995).

19. *A.F.Kowalski et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **837**, 125, 2017.
20. *И.Л.Костюк, С.Б.Пикельнер*, *Астрон. ж.*, **51**, 1002, 1974.
21. *М.М.Коцова, А.Г.Косовичев, М.М.Лившиц*, *Астрофизика*, **17**, 285, 1981, (*Astrophysics*, **17**, 156, 1981).
22. *М.М.Katsova, А.Ya.Voiko, М.А.Livshits*, *Astron. Astrophys.*, **321**, 549, 1997.
23. *Е.А.Бруевич, М.А.Лившиц*, *Астрон. ж.*, **70**, 1054, 1993.
24. *J.C.Allred et al.*, *Astrophys. J.*, **809**, 104, 2015.
25. *К.В.Бычков, Е.С.Морченко*, *Вестник МГУ Серия 3 Физика Астрономия*, **66**, 298, 2011.
26. *L.C.Johnson*, *Astron. J.*, **174**, 227, 1972.
27. *J.P.Apruzese et al.*, *IQSRT*, **23**, 479, 1981.
28. *Л.М.Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов*, М., Наука, 1982.
29. *О.М.Белова, К.В.Бычков*, *Астрофизика*, **61**, 255, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 224, 2018).
30. *В.В.Соболев, В.В.Иванов*, *Труды астрономической обсерватории*, **19**, 3, 1962.
31. *V.Arnaud, R.Rothflug*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **60**, 425, 1985.
32. *M.J.Shull, M. Van Steenberg*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 15, 1982.
33. *О.М.Белова, К.В.Бычков*, *Астрофизика*, **60**, 127, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 111, 2017).
34. *S.Narita*, *Progress of Theoretical Physics*, **49**, 1911, 1973.
35. *Л.Снитцер*, *Физика полностью ионизованного газа*, Изд. иностр. лит., 1957.
36. *С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер*, *Межзвездная среда*, М., Физматгиз, 1963.
37. *О.М.Белова, К.В.Бычков*, *Астрофизика*, **60**, 219, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 200, 2017).
38. *G.Vode*, *Kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären*, Kiel, 1965.
39. *Е.Морченко, К.Бычков, М.Лившиц*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **357**, Issue 2, article id. 119, 2015.
40. *Е.С.Морченко*, *Астрофизика*, **59**, 535, 2016, (*Astrophysics*, **59**, 475, 2016).
41. *A.F.Kowalski et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **852**, 61, 2018.

