

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 13

НОЯБРЬ, 1977

ВЫПУСК 4

К ТЕОРИИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

В. П. ГРИНИН, В. В. СОБОЛЕВ

Поступила 30 сентября 1977

Предполагается, что оптическая вспышка происходит в переходном слое между хромосферой и фотосферой, где концентрация атомов порядка $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Рассматривается водородный газ с такой концентрацией при температурах $5000 - 20000^\circ$. Излучение этого газа при $T < 10000^\circ$ состоит из излучения атомов водорода и излучения отрицательных ионов водорода. При $T > 10000^\circ$ область вспышки частично непрозрачна для излучения в непрерывном спектре. Вычислены различные параметры излучения газа: показатели цвета $U - B$, $B - V$, бальмеровский скачок, распределение энергии в спектре. Результаты вычислений в общих чертах согласуются с наблюдательными данными. Делается вывод, что оптическая вспышка представляет собой в основном вторичное явление, вызванное «взрывом» в верхних слоях атмосферы. В первый период вспышки возможно появление излучения, порожденного непосредственно «взрывом». Кратко обсуждается проблема энергетики вспышек и вопрос об аналогии между звездными и солнечными вспышками.

Как известно, вспышки на звездах представляют собой довольно распространенное явление. Однако под вспыхивающими звездами понимают обычно лишь звезды типа **UV Кита**. Именно о них и пойдет речь в настоящей статье.

Звезды типа **UV Кита** принадлежат в основном к спектральному классу **M** главной последовательности. Их аффективная температура порядка 3000° , а радиусы составляют несколько десятых радиуса Солнца. Время от времени звезда претерпевает вспышку, при которой ее блеск возрастает в несколько раз. При этом на нормальный спектр звезды накладывается дополнительный непрерывный спектр с эмиссионными линиями. Продолжительность вспышки — порядка нескольких минут, причем время возгорания гораздо меньше времени угасания.

При теоретическом исследовании вспыхивающих звезд возникают два главных вопроса: 1) Каков источник энергии, выделяющейся при вспышке, и как эта энергия преобразуется в излучение? 2) Какова природа дополнительного излучения при вспышке?

Здесь мы не будем касаться первого вопроса. Отметим лишь, что В. А. Амбарцумян [1] высказал гипотезу о существовании в звездах остатков дозвездного вещества, являющегося носителем звездной энергии. По его мнению, выброс сгустков этого вещества наружу и распад их с выделением энергии и вызывает вспышки. Другие исследователи находят аналогию между вспышками на звездах и хромосферными вспышками на Солнце и предполагают, что энергия тех и других вспышек черпается из энергии магнитных полей.

Различные гипотезы о причинах вспышек изложены в ряде монографий [2—4]. Там же содержатся подробные наблюдательные данные о вспыхивающих звездах.

В качестве ответа на второй из упомянутых вопросов были предложены многие механизмы свечения вспышек. Первоначально К. Гордон и Г. Крон [5] сделали предположение, что во время вспышки на поверхности звезды появляется горячее образование, излучающее по закону Планка. Затем В. А. Амбарцумян [1] высказал идею о нетепловом характере свечения вспышек. В работах Р. Е. Гершберга [2, 6] и В. Кункеля [7] было подробно рассмотрено тепловое излучение оптически тонкого газа. Г. А. Гурзадян [4] разработал теорию излучения при обратном Комптон-эффекте. Для объяснения свечения вспышек предполагалось также синхротронное излучение и некоторые другие формы излучения.

Такое разнообразие гипотез о природе свечения вспышек свидетельствует прежде всего о большой сложности этого явления. Однако имеется один наблюдательный факт, который позволяет указать несомненный компонент свечения вспышек. Этот факт заключается в том, что во время вспышек наблюдаются эмиссионные бальмеровские линии и эмиссионный бальмеровский скачок. Отсюда следует, что большую роль в свечении вспышек играет рекомбинационное излучение водорода.

Исходя из этого, в ряде работ [2, 6, 7] были вычислены различные характеристики излучения водородного газа. При этом считалось, что газ прозрачен для излучения в непрерывном спектре и непрозрачен для излучения в линиях. Для температуры газа принимались значения порядка $20000\text{--}30000^\circ$, а для концентрации атомов — значения порядка $10^{11}\text{--}10^{14}\text{ см}^{-3}$ (т. е. концентрации, характерные для хромосфер).

В указанных работах в качестве первого приближения было сделано допущение, что все дополнительное излучение звезды во время вспышки является излучением водородного газа с описанными свойствами. Однако сравнение теории с наблюдениями показало, что такое допущение встречается с серьезными трудностями:

1) Вычисленные и наблюдаемые показатели цвета $U\text{--}B$, $B\text{--}V$ лишь для небольшой доли вспышек можно согласовать друг с другом при подходящем подборе температуры газа и соотношения между излучением в ли-

ниях и излучением в непрерывном спектре. В большинстве же случаев полученные из наблюдений точки на диаграмме $U—B$, $B—V$ располагаются значительно правее теоретических кривых.

2) Поскольку наблюдаемый бальмеровский скачок сравнительно невелик, то при возникновении спектра путем рекомбинаций и свободнo-свободных переходов водородного атома температура газа должна быть довольно высока (от 25000° до 80000°). При таких температурах следует ожидать появления достаточно интенсивных линий высокоионизованных атомов и, прежде всего, линий He II. Однако, как показывают наблюдения, спектры вспышек характеризуются умеренной ионизацией: основные эмиссионные линии принадлежат водороду и Ca II. Лишь на небольшой части спектрограмм вспышек видны линии He I и совсем редко — линии He II.

Для преодоления отмеченных трудностей предполагалось, что излучение водородного газа не является единственным источником свечения вспышки. По мысли В. Кункеля [7] во время угасания блеска к излучению водородного газа добавляется излучение горячего фотосферного пятна (с температурой в несколько тысяч градусов). Было также сделано предположение [8], что вблизи максимума блеска значительную роль играет тормозное излучение при температурах порядка 10^5 градусов. Такие двухкомпонентные модели вспышек лучше согласуются с наблюдательными данными, однако значительные расхождения все же остаются.

В настоящей статье для объяснения явлений, происходящих при вспышке в оптической части спектра, снова рассматривается излучение водородного газа. Однако, в отличие от ранее выполненных работ, этот газ считается менее горячим и более плотным. Точнее говоря, предполагается, что температура газа порядка $5000—20000^{\circ}$, а концентрация атомов — порядка $10^{15}—10^{17}$ см $^{-3}$. Излучение газа при таких условиях отличается двумя существенными особенностями. При низких температурах (меньше 10000°) к излучению самого атома водорода добавляется излучение его отрицательного иона. При более высоких температурах область, занимаемая газом, может стать частично непрозрачной для излучения в непрерывном спектре (вследствии большой плотности и быстрого роста коэффициента поглощения с повышением температуры).

Согласно расчетам моделей атмосфер звезд поздних спектральных классов (см., например, [9]), концентрация атомов порядка $10^{15}—10^{17}$ см $^{-3}$ соответствует переходной области между хромосферой и фотосферой. Таким образом, мы «переносим» вспышку из хромосферы, где она происходила по прежним представлениям, в более глубокие слои звезды.

В данной работе вычисляются некоторые характеристики излучения водородного газа при принятых нами физических условиях (показатели цвета, бальмеровский скачок и др.). Как увидим ниже, результаты этих

вычислений в общих чертах согласуются с наблюдательными данными. Вероятно, это согласие можно улучшить, так как мы рассматриваем лишь однородную и изотермическую вспышку и не учитываем излучения в спектральных линиях.

Как уже сказано, вывод о большой роли излучения водорода во время вспышки непосредственно вытекает из наблюдаемых спектров вспыхивающих звезд. Поэтому расчет характеристик этого излучения необходим для любой теории свечения вспышек. Если к излучению водорода добавляются другие компоненты излучения, то для их исследования должно быть исключено излучение водорода из общего излучения вспышки.

Разумеется, особый интерес представляет нахождение таких компонентов излучения, по которым можно было бы судить о причине вспышки. Однако эта задача очень трудна, так как оптическая вспышка является, по-видимому, в основном вторичным процессом. Можно думать, что первоначально происходит «взрыв», порождающий потоки частиц и фотонов высоких энергий (в частности, наблюдаемое рентгеновское излучение). Эти потоки нагревают атмосферу, вызывая обычное тепловое излучение, проявляющее себя в виде оптической вспышки. Вероятно, при «взрыве» возникают и потоки в видимой области спектра, но их нелегко отделить от сильного теплового излучения.

Основные формулы. Для вычисления энергии, излучаемой газом в частоте ν , надо знать объемный коэффициент излучения $\varepsilon(\nu)$ и объемный коэффициент поглощения $\alpha(\nu)$. Поскольку при рассматриваемых нами плотностях и температурах излучение и поглощение света производится как атомами водорода H , так и его отрицательными ионами H^- , то мы имеем

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_H(\nu) + \varepsilon_{H^-}(\nu), \quad (1)$$

$$\alpha(\nu) = \alpha_H(\nu) + \alpha_{H^-}(\nu), \quad (2)$$

причем

$$\varepsilon_H(\nu) = \alpha_H(\nu) B_\nu(T), \quad \varepsilon_{H^-}(\nu) = \alpha_{H^-}(\nu) B_\nu(T), \quad (3)$$

где $B_\nu(T)$ — планковская интенсивность излучения при температуре T .

Величина $\varepsilon_H(\nu)$ при учете свободно-свободных переходов и рекомбинаций дается известным выражением (см., например, [10], стр. 314).

$$\varepsilon_H(\nu) = 5.44 \cdot 10^{30} n_e n^+ T^{1/2} \left(g_1 + 2 \frac{f_1}{kT} \sum_{i=2}^{\infty} \frac{g_i}{i^3} e^{-\frac{\chi_i}{kT}} \right) e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (4)$$

где n_e и n^+ — концентрации свободных электронов и протонов со-

ответственно, χ_i — энергия ионизации из i -го состояния, g_i и g_{i+1} — множители Гаунта. Нижний предел суммирования в (2) зависит от участка спектра ($j = 1$ за пределом серии Лаймана, $j = 2$ от предела серии Бальмера до предела серии Лаймана и т. д.).

Для нахождения величины $\varepsilon_{H+}(\nu)$ мы можем воспользоваться второй из формул (3) и выражением для коэффициента поглощения $\sigma_{H+}(\nu)$, который обычно представляется в виде

$$\sigma_{H+}(\nu) = n_1 p_+ f(\nu, T), \quad (5)$$

где n_1 — концентрация нейтральных атомов водорода и p_+ — электронное давление. В работе Джинджерича [11] для функции $f(\nu, T)$ даны аппроксимационные формулы, учитывающие как свободно-связанные, так и свободно-свободные переходы.

Поскольку величины $\varepsilon_H(\nu)$ и $\varepsilon_{H+}(\nu)$ могут быть представлены в виде

$$\varepsilon_H(\nu) = n_+ n^+ S_H(\nu), \quad \varepsilon_{H+}(\nu) = n_1 n_+ S_{H+}(\nu), \quad (6)$$

то вместо формулы (1) получаем

$$\varepsilon(\nu) = x^2 n_H^2 \left[S_H(\nu) + \frac{1-x}{x} S_{H+}(\nu) \right], \quad (7)$$

где x — доля ионизованных атомов водорода, т. е. $n_+ = n^+ = x n_H$ и $n_1 = (1-x) n_H$. Величина x определяется обычной ионизационной формулой

$$\frac{x^2}{1-x} n_H = 2.42 \cdot 10^{15} T^{3/2} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}. \quad (8)$$

Из формул (7) и (8) следует, что при принимаемых нами концентрациях атомов и при температурах порядка 5000 — 10000° излучение отрицательного иона водорода сравнимо по интенсивности с излучением атома водорода.

С повышением температуры коэффициент поглощения быстро возрастает. Это видно, например, из рис. 1, где изображена зависимость величины ε от температуры T для длины волны $\lambda = 4200$ А при двух концентрациях атомов (10^{15} и 10^{16} см $^{-3}$). Следовательно, область атмосферы, первоначально прозрачная для излучения в непрерывном спектре, может при нагревании стать непрозрачной для него. Поэтому интенсивность излучения, выходящего из области вспышки, мы будем определять по формуле

$$I_\nu = B_\nu(T) [1 - e^{-\tau(\nu)}], \quad (9)$$

где z_0 — геометрическая толщина этой области. При написании формулы (9) считалось, что температура и концентрация атомов в данной области не меняются.

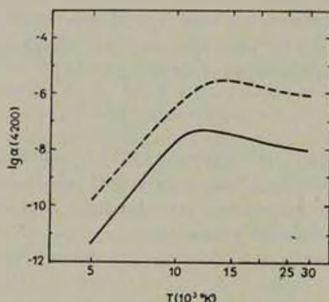


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения α от температуры T при длине волны 4200 Å. Сплошная кривая — $n_H = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, пунктирная — $n_H = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

С помощью приведенных формул можно вычислить различные характеристики излучения газа. Результаты таких вычислений и сравнение их с результатами наблюдений даются ниже.

Диаграмма $U-B$, $B-V$. Важной характеристикой излучения газз являются показатели цвета $U-B$, $B-V$. При вычислении этих величин для рассматриваемого нами газа мы сначала считали, что газ прозрачен для излучения в непрерывном спектре. В этом случае распределение энергии в спектре определяется формулой (7). Для вычисления величин $U-B$, $B-V$ использовались формулы и кривые реакций фильтров, взятые из работы [12].

Результаты вычислений представлены на рис. 2, где изображена диаграмма $U-B$, $B-V$ для трех значений концентрации атомов. Из диаграммы видно, что с увеличением температуры (при заданной концентрации) соответствующая точка сначала движется вверх, а затем вниз, смещаясь при этом влево. До перегиба кривой большую роль в излучении газа играет отрицательный ион водорода, а после перегиба в основном излучает атом водорода. Если бы при низких температурах не было отрицательного иона (з это осуществляется при малых плотностях), то точки на диаграмме лежали бы гораздо выше (например, при $T = 5000^\circ$ мы имели бы: $U-B = -4.04$, $B-V = 1.44$). Большие отрицательные значения величины $U-B$ в этом случае объясняются относительно сильным излуече-

нием в бальмеровском континууме. Однако с увеличением плотности усиливается излучение отрицательного иона водорода и соответствующие точки на диаграмме понижаются.



Рис. 2. Теоретические диаграммы $U-B$, $B-V$ для излучения прозрачного газа, состоящего из атомов H и ионов H^+ , и для планковского излучения.

На том же рисунке изображена кривая для случая планковского излучения, идущего от газа при его полной непрозрачности. Если же газ частично непрозрачен, то для вычисления показателей цвета должна быть применена формула (9). Очевидно, что в этом случае значения величин $U-B$ и $B-V$ заключены между значениями тех же величин в случаях прозрачного и полностью непрозрачного газа.

На рис. 3 дана теоретическая диаграмма $U-B$, $B-V$ при $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Линии на диаграмме соответствуют излучению Планка, излучению прозрачного газа и излучению частично непрозрачного газа при разных температурах (вдоль последних линий меняется толщина светящейся области z_c). На той же диаграмме приведены для сравнения показатели цвета 77 звездных вспышек, измеренные в моменты максимумов блеска. Эти данные взяты из работы Моффета [13], содержащей большой и однородный наблюдательный материал.

Мы видим, что показатели цвета большинства вспышек попадают в ту область диаграммы $U-B$, $B-V$, в какой находятся и теоретические показатели цвета. Это обстоятельство можно считать доводом в пользу взгляда-

да, что оптическая вспышка представляет собой в основном свечение водородного газа.

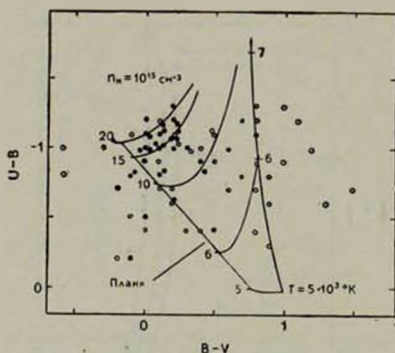


Рис. 3. Сравнение теоретических и наблюдаемых показателей цвета.

Поскольку излучение вспышки накладывается на излучение холодной звезды, то амплитуда вспышки оказывается наибольшей в полосе U , меньшей — в полосе B и еще меньшей — в полосе V . Амплитуда в полосе V часто сравнима с ошибками наблюдений, вследствие чего возникает неуверенность в определении показателя цвета $B-V$. Чтобы уменьшить эту неуверенность, Моффет в свою таблицу включил лишь те вспышки, для которых интенсивность в V -лучах не меньше утроенной ошибки измерений σ (т. е. амплитуда в этих лучах $\Delta v > 3\sigma/I_0$, где I_0 — интенсивность до вспышки), причем он привел для каждой вспышки и величину $3\sigma/I_0$. Пользуясь этими данными, мы разбили все вспышки на две группы: для первой группы $\Delta v > 6\sigma/I_0$, для второй $\Delta v < 6\sigma/I_0$. К первой группе относятся преимущественно сильные вспышки, ко второй — более слабые. На рис. 3 они отмечены темными и светлыми кружками соответственно. Из диаграммы видно, что показатель цвета $B-V$ для сильных вспышек в среднем значительно меньше, чем для слабых (соответствующие цифры равны $+0.11$ и $+0.52$). Поэтому можно считать, что при сильных вспышках газ более горячий и менее прозрачный, чем при слабых.

Из рис. 3 также следует, что для небольшой части вспышек наблюдаемые и теоретические показатели цвета не согласуются между собой. Укажем возможные причины этих расхождений.

1) Как видно из приведенной диаграммы, почти все такие расхождения относятся к слабым вспышкам. Это, по-видимому, вызвано уже отме-

ченной выше трудностью определения амплитуды этих вспышек в V -лучах. Например, если действительная амплитуда составляет $2\sigma/I_0$, а измеренная $3\sigma/I_0$, то ошибка в показателе цвета $B-V$ составит 0.45 звездной величины. Вероятно, этой причиной обусловлен вообще большой разброс значений величины $B-V$ для слабых вспышек.

2) При вычислении показателей цвета мы считали, что $T = \text{const}$ и $n_H = \text{const}$. Учет неоднородности и неизотермичности частично непрозрачного газа может значительно расширить интервалы изменения теоретических показателей цвета.

3) При вычислении величин $U-B$, $B-V$ мы не принимали во внимание эмиссионных линий. Поскольку эти линии находятся, главным образом в полосе B , то их учет должен приводить к возрастанию величины $U-B$ и к уменьшению величины $B-V$, т. е. к смещению точек на диаграмме $U-B$, $B-V$ вниз и влево. Как показывают наблюдения, это влияние линий в момент максимума блеска сравнительно невелико, но оно увеличивается с угасанием вспышки. Для примера отметим, что, согласно [14], для одной из вспышек звезды UV Кита вклад линий в излучение полосы B вблизи максимума блеска составлял 16%.

4) К излучению водородного газа может также добавиться другое излучение, существование которого можно предполагать на основании некоторых наблюдательных данных (например, появление в спектрах части вспышек линий $He I$ и $He II$).

По-видимому, каждый из перечисленных факторов может заметно влиять на показатели цвета и заслуживает специального рассмотрения.

Отметим еще одну особенность диаграммы $U-B$, $B-V$, изображенной на рис. 3. Мы видим, что темные кружки, соответствующие сильным вспышкам, концентрируются в сравнительно малой области. С принятой нами точки зрения это объясняется тем, что температуры вспышек заключены в небольших пределах (скажем, от 10000 до 20000°).

Вместе с тем из диаграммы следует, что показатели цвета тормозного излучения (т. е. излучения при свободно-свободных переходах) при $T \geq 10^4$ градусов также попадают в упомянутую область. Однако это излучение в чистом виде не дает наблюдаемого разброса показателей цвета и не согласуется со спектрами вспышек. Тем не менее тормозное излучение может быть одним из компонентов спектра вспышек, так как часть газа при вспышке нагревается, по-видимому, до очень высокой температуры (см. конец статьи).

Бальмеровский скачок. Существенной особенностью излучения водородного газа в видимой части спектра является бальмеровский скачок, определяемый формулой

$$D = \lg \frac{I_{>z_0}}{I_{<z_0}}, \quad (10)$$

где $I_{>z_0}$ — интенсивность излучения непосредственно после бальмеровского предела и $I_{<z_0}$ — интенсивность излучения непосредственно до него. Подставляя в (10) выражение (9), мы можем получить величину D в виде функции от температуры T , концентрации атомов n_H и толщины газовой области z_0 .

Результаты вычислений по указанным формулам приведены на рис. 4, где величина D дается в зависимости от температуры T при разных значениях параметра z_0 для случаев $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $n_H = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При низких температурах бальмеровский скачок невелик,

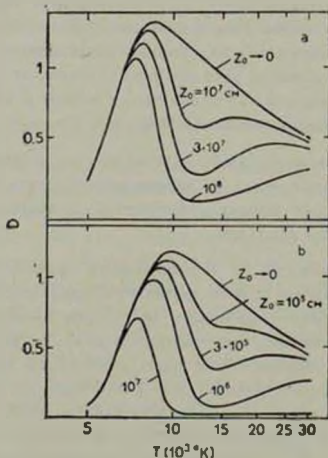


Рис. 4. Зависимость бальмеровского скачка D от температуры T при разных толщинах светящейся области z_0 : а) $n_H = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, б) $n_H = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

что объясняется наложением излучения иона H^- на излучение атома водорода. С ростом температуры влияние иона H^- уменьшается и величина D возрастает. Когда это влияние практически исчезает, начинается уменьшение величины D .

Верхняя кривая в каждом из рассматриваемых случаев относится к оптически прозрачному газу, а лежащие под ней кривые — к частично непрозрачному газу. С ростом величины z_0 (при заданных n_H и T) увеличи-

вается оптическая толщина светящегося газа и бальмеровский скачок уменьшается (достигая значения $D = 0$ для полностью непрозрачного газа).

Из рис. 4 видно, что с ростом температуры при (заданном z_0) величина D после достижения максимального значения уменьшается немопотоно. Это объясняется тем, что коэффициент поглощения с увеличением температуры сначала растет, а затем убывает (см. рис. 1).

Как уже говорилось, наблюдения вспыхивающих звезд дают для бальмеровского скачка сравнительно небольшие значения. Например, по наблюдениям П. Ф. Чугайнова [15] величина D заключена в интервале от 0.15 до 0.43, а по наблюдениям В. Кункеля [7] она порядка 0.70. Раньше для объяснения малых значений D предполагалось, что во время вспышки светится прозрачный водородный газ с очень высокой температурой (доходящей до 80000°). Теперь мы можем указать еще два случая свечения водородного газа с малыми бальмеровскими скачками: 1) Прозрачный водородный газ находится при низких температурах и больших плотностях. (Тогда к излучению атома H с неизбежностью добавляется излучение иона H^-). 2) Более горячий водородный газ частично непрозрачен для излучения в непрерывном спектре.

Можно предполагать, что первый из этих случаев осуществляется при слабых вспышках, а второй — при сильных. Если это предположение справедливо, то на основании рис. 4 для сильных вспышек можно получить следующие оценки параметров светящегося газа: температура — порядка $10000\text{--}20000^\circ$, концентрация атомов — порядка $10^{15}\text{--}10^{16}\text{ см}^{-3}$ и толщина — порядка $10^6\text{--}10^8\text{ см}$. К таким же по порядку значениям величин T , n и z_0 приводит и интерпретация диаграммы $U\text{--}B$, $B\text{--}V$ (см. рис. 3).

Распределение энергии в непрерывном спектре. Особый интерес для проверки теории представляет сравнение вычисленных и наблюдаемых распределений энергии в непрерывном спектре. Однако получение спектров вспыхивающих звезд сильно затруднено слабостью их блеска и кратковременностью вспышек. К тому же в течение экспозиции может существенно меняться излучение вспышки, так что спектр оказывается результатом некоторого усреднения по времени. Трудной задачей является и отделение спектра вспышки от спектра самой звезды. Поэтому сейчас у нас нет надежных спектров вспышек.

Некоторое представление о распределении энергии в спектре дает узкополосная фотометрия. В работе П. Ф. Чугайнова [15] была произведена фотометрия вспыхивающей звезды EV Lac в трех узких полосах (около длин волн 3500, 4217 и 5200 Å), свободных от интенсивных эмиссионных линий. Было сделано также выделение излучения вспышки из суммарного излучения вспышки и звезды. В результате найдены относительные потоки излучения вспышки для указанных длин волн.

Эти наблюдательные данные мы сравнили с результатами вычислений. На рис. 5 отмечены крестиками наблюдаемые потоки излучения для двух моментов времени, один из которых соответствует максимуму блеска, а другой — середине угасания вспышки. На том же рисунке даны теоретические кривые распределения энергии в непрерывном спектре, найденные по формуле (9). При построении этих кривых было принято, что $n_H = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а величины z_0 и T получены из условия наилучшего согласия между теорией и наблюдениями. Для максимума блеска оказалось, что $z_0 = 1.5 \cdot 10^6 \text{ см}$ и $T = 11000^\circ$, а для середины угасания вспышки $T = 6500^\circ$. Во втором случае величина z_0 не определяется, так как газ прозрачен для излучения в непрерывном спектре (в первом случае газ частично непрозрачен).

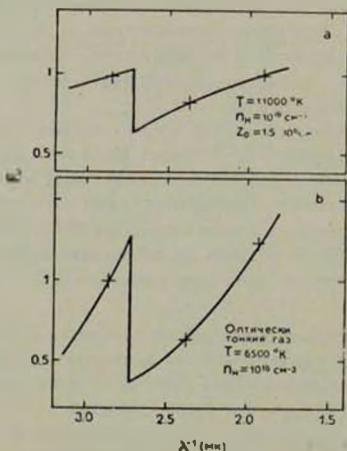


Рис. 5. Распределение энергии в спектре вспышки звезды EV Lac: а) в максимуме блеска, б) в середине угасания блеска.

Согласно этой интерпретации, при угасании вспышки светящийся газ становится менее горячим и более прозрачным, что выглядит вполне естественным.

Энергетика вспышек. Как известно, вспышки звезд типа UV Кита весьма различны по мощности. Для зарегистрированных вспышек энергия, излучаемая в максимуме блеска в полосе В, заключена в интервале $10^{28} - 10^{32} \text{ эрг/сек}$. Необходимо выяснить, приводит ли к таким энергиям

рассматриваемый нами механизм излучения при достаточно малой площади вспышки.

Пусть во время вспышки к излучению звезды добавляется излучение газа с температурой T . Если оптическая толщина этого газа τ_* по порядку меньше 1, то энергия, излучаемая газом в частоте ν за 1 сек. может быть представлена в виде

$$L_\nu = 4\pi B_\nu(T) \tau_* Q, \quad (11)$$

где Q — площадь вспышки. В случае полной непрозрачности газа величина L_ν определяется формулой (11) при $\tau_* = 1/2$.

Для энергии, излучаемой звездой в частоте ν за 1 сек. имеем

$$L_\nu^* = 4\pi R_*^2 \pi B_\nu(T_*), \quad (12)$$

где R_* — радиус звезды и T_* — ее температура. Из (11) и (12) находим

$$\frac{L_\nu}{L_\nu^*} = \frac{Q \tau_*}{\pi R_*^2} \frac{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (13)$$

Формулы (13) можно применить для определения величины $Q \tau_* / \pi R_*^2$ по наблюдательным данным. Допустим для примера, что в полосе B отношение яркости вспышки к яркости самой звезды составляет $L_\nu / L_\nu^* \approx 10$ (т. е. вспышка очень сильная), $T_* \approx 3000^\circ$ и $T \approx 10000^\circ$. Тогда формула (13) дает: $Q \tau_* / \pi R_*^2 \approx 0.01$. Для сильных вспышек, в согласии со сказанным выше, можно принять $\tau_* = 1/2$ и поэтому для них имеем $(Q/2\pi R_*^2) \approx 0.01$. По-видимому, эта величина будет примерно такого же порядка и для слабых вспышек (так как хотя для них $\tau_* \ll 1$, но мало также и отношение L_ν / L_ν^*).

Заметим, что формула (13) (при $\tau_* = 1/2$) уже использовалась ранее с целью определения величины $(Q/2\pi R_*^2)$ и для нее были получены значения порядка 0.001 (см., например, [16], стр. 381).

Найденные значения величины $(Q/2\pi R_*^2)$ следует считать достаточно малыми. Об этом, в частности, свидетельствует сравнение площадей звездных вспышек (они получаются порядка $Q \approx 10^{15} - 10^{19}$ см²) с площадями некоторых вспышек на Солнце (см. ниже).

Для понимания энергетики вспышек большой интерес представляет также интерпретация кривых блеска вспыхивающих звезд. Здесь мы не будем останавливаться на этом вопросе и отметим лишь один важный факт. Согласно наблюдениям, выполненным с большим разрешением по време-

ни [17], многие кривые блеска имеют максимум в виде острого пика с шириной порядка нескольких секунд. Очень трудно судить о природе таких пиков без спектрограмм. Однако следует сказать, что высвечивание достаточно плотного газа должно приводить к очень быстрому падению блеска.

Как известно (см., например, [10], стр. 385), время рекомбинационного высвечивания (слабо зависящее от температуры) определяется формулой

$$t \approx \frac{10^{13}}{n_e} \quad (14)$$

и если считать, как мы делали выше, что $n_H \approx 10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $n_e \approx n_H$, то будем иметь $t \approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ сек.}$ (На самом деле время высвечивания несколько больше из-за диффузии излучения, происходящего вследствие частичной непрозрачности газа, но все же очень мало). Таким образом, в результате мгновенного нагревания газа и последующего высвечивания могут появляться даже более узкие пики, чем наблюдаемые. Поэтому можно думать, что кривая блеска отражает не столько процесс высвечивания, сколько изменение со временем мощности источников, вызывающих оптическую вспышку.

Аналогия с солнечными вспышками. Уже давно было замечено, что звездные вспышки во многих отношениях подобны вспышкам на Солнце. Сходство между ними проявляется как в кривых изменения блеска, так и в изменении спектра. По всем внешним признакам оба эти явления носят взрывной характер. Их общая черта состоит также в том, что вспышки в видимой области спектра сопровождаются сильным потоком излучения в рентгеновском диапазоне и в области радиочастот.

Однако солнечные вспышки по своей мощности значительно уступают звездным вспышкам. Исключением являются лишь так называемые «белые вспышки» на Солнце, при которых излучается заметная энергия в видимой части непрерывного спектра. Примером может служить белая вспышка, происшедшая 7 августа 1972 г. Согласно [18], эта вспышка в максимуме блеска в области спектра 3900—6900 Å имела светимость $5.5 \cdot 10^{27} \text{ эрг/сек}$ и занимала площадь $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$. В линии H, площадь вспышки, согласно [19], была еще больше — порядка 10^{20} см^2 . Указанные значения уже сравнимы с значениями соответствующих параметров звездных вспышек. Если эту вспышку перенести на звезду с $T_* \approx 3000^\circ$ и $R_* \approx 0.3 R_\odot$, то она может быть уверенно зарегистрирована при фотоэлектрических наблюдениях.

К настоящему времени белые вспышки на Солнце еще мало изучены, что вызвано их редкостью. Для объяснения происхождения их непрерывного спектра высказан ряд предположений. Интересно отметить, что в ра-

боте Швестки [20] в качестве возможного источника непрерывного спектра белых вспышек привлекалось излучение отрицательного иона водорода.

Исследование солнечных вспышек показывает (см., например, [21], что вспышка в видимой области спектра представляет собой вторичное явление. Ей предшествует кратковременное выделение огромных количеств энергии (которые условно можно назвать «взрывом»), приводящее к возникновению потоков быстрых частиц, рентгеновского и ультрафиолетового излучения. Эти потоки, достигая Земли, наблюдаются на спутниках. Направленные же в более глубокие слои солнечной атмосферы частицы и фотоны высоких энергий нагревают их, вызывая вспышку в оптической области спектра. Можно думать, что так же развивается и звездная вспышка. Подтверждением этого являются одновременные наблюдения рентгеновских и оптических вспышек на звездах.

Таким образом, звездную вспышку можно представить себе как «взрыв» в верхних слоях атмосферы с последующим нагреванием более глубоких слоев. Однако причина таких «взрывов» пока не выяснена. В случае солнечных вспышек можно, по-видимому, считать, что «взрыв» происходит за счет магнитной энергии в результате сложного взаимодействия плазмы с магнитным полем. По аналогии ожидается, что подобные «взрывы» происходят и при звездных вспышках, причем магнитные поля на звездах должны быть более сильными, чем на Солнце. Однако прямые измерения магнитных полей звезд типа UV Кита пока не произведены.

Заключительные замечания. В настоящей статье считается, что основная часть оптической эмиссии вспышки образуется не в хромосфере, как предполагалось ранее, а в более глубоких слоях звезды — в переходной области между хромосферой и фотосферой. Это излучение возникает в водородном газе, который частично непрозрачен в непрерывном спектре. При температурах меньше 10000° к излучению атома водорода добавляется излучение его отрицательного иона. Сравнение вычисленных и наблюдаемых характеристик излучения дает возможность в первом приближении объяснить: 1) диаграмму $U-B$, $B-V$ для преобладающей части вспышек, 2) небольшие значения бальмеровского скачка, 3) распределение энергии в непрерывном спектре, 4) энергетику вспышек.

Кроме рассмотренного нами излучения водородного газа, в оптическое свечение вспышки могут входить и другие компоненты. Особенно вероятно их присутствие в первый период вспышки в качестве проявления первоначального «взрыва». По мере угасания вспышки излучение иона H^- усиливается по сравнению с излучением атома водорода. При низких же температурах (меньше 4000°), как впервые отметил И. А. Климишин [22], существенную роль в эмиссии может играть молекула H_2 . Согласно его оцен-

ке, излучение, возникающее при образовании этой молекулы, имеет цветовые характеристики $U-B = -1.0$, $B-V = -0.5$.

При дальнейшем исследовании вспыхивающих звезд следует, по нашему мнению, подробно рассмотреть модель оптической вспышки, возбуждаемой потоком фотонов и частиц сверху. В этом случае температура будет уменьшаться с глубиной. Если принять аналогию с солнечными вспышками, то температура меняется от значений порядка 10^7 градусов (в области, где генерируется рентгеновское излучение) до значений, близких к аффертивной температуре звезды. Вероятно, наблюдаемые иногда в спектрах вспышек эмиссионные линии He I и He II возникают в более высоких слоях, чем непрерывный спектр. Заметим, кстати, что при возрастании температуры с высотой не должны появляться в спектре линии поглощения. Как известно, в спектрах вспыхивающих звезд новые линии поглощения действительно не наблюдаются.

В заключение подчеркнем, что в настоящей статье рассматривается простейший случай светящегося газа—однородный и изотермичный водородный газ. При этом определялось лишь излучение в непрерывном спектре. В дальнейшем мы предполагаем рассмотреть более общие случаи и, прежде всего, проблему образования эмиссионных линий в спектрах вспышек.

Авторы выражают благодарность В. А. Амбарцумяну и Р. Е. Гершбергу за ценную дискуссию.

Крымская астрофизическая
обсерватория
Ленинградский государственный
университет

ON THE THEORY OF FLARE STARS

V. P. GRININ, V. V. SOBOLEV

It is supposed that the optical flare takes place in a transition layer between chromosphere and photosphere, where the atomic concentration is of the order of $10^{15}-10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Hydrogen gas of this concentration is considered for temperatures 5000—20000°. The emission of the gas for $T < 10000^\circ$ has components both due to atomic hydrogen and to negative hydrogen ions. For $T > 10000^\circ$ the region of the flare is partially opaque for continuum radiation. Several parameters of the emission of the gas are calculated, namely, colour indices $U-B$ and $B-V$, Balmer jump, and spectral energy distribution. The results of the calculations are in general agreement with observational data. It is conclu-

ted that the optical flare is mainly a secondary phenomenon caused by an „explosion“ in the upper atmospheric layers. During the initial phase of the flare there may be present radiation caused by the „explosion“ itself. Brief discussion is given of the problem of energetics of flare as well as of the similarities between the stellar and solar flares.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. II, Ереван, 1960.
2. Р. Е. Гершберг, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.
3. Эруптивные звезды, сб. под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга, Наука, М., 1970.
4. Г. А. Гурзоян, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
5. K. S. Gordon, G. E. Kron, P. A. S. P., 61, 210, 1949.
6. Р. Е. Гершберг, Изв. Крымской обс., 51, 17, 1974.
7. W. E. Kunkel, Ap. J., 161, 503, 1970.
8. R. E. Gershberg, L. Luud, Emission Lines in Stellar Spectra, Tartu, 1975.
9. J. R. Auman, Ap. J., 157, 759, 1969.
10. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1975.
11. O. Gingerich, Smithsonian Astrophys. Obs. Rep., 167, 17, 1964.
12. А. Ажусенис, В. Страйжис, Астрон. ж., 46, 402, 1969.
13. T. J. Moffet, Ap. J., Suppl. ser., 29, 7, 1974.
14. B. W. Vorr, T. J. Moffet, Astrophys., 185, 239, 1973.
15. П. Ф. Чузайнов, Изв. Крымской обс., 44, 3, 1972.
16. H. Smith, E. Smith, Solar Flares, 1963 (русск. пер.: Г. Смит, Э. Смит, Солнечные вспышки, Мир, М., 1966).
17. S. Cristaldi, M. Rodono, Astron. Astrophys., Suppl. ser., 2, 223, 1970; IBVS, No. 526, 1971.
18. D. Rust, F. Hegwer, Solar Physics, 40, 141, 1975.
19. H. Zirin, K. Tanaka, Solar Physics, 32, 173, 1973.
20. Z. Svestka, ВАС, 17, 137, 1966.
21. Б. В. Соколов, С. И. Сыроватский, УФН, 120, 217, 1976.
22. И. А. Климишин, Астрометрия и астрофизика, 8, 1969.