УДК: 524.426—726—466

О РОЛИ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В АТМОСФЕРАХ АКТИВНЫХ ЗВЕЗД

В. С. АЙРАПЕТЯН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 6 июля 1987

Принята к печати 1 декабря 1987

Показано, что некоторые спектральные особенности звезд типа Т Тау, такие, как значения полуширин бальмеровских линий, быстрая переменность водородных линий, значения бальмеровских скачков, сдвиги линий He I, могут быть объяснены в предположении о генерации в их хромосферах квазистационарной плазменной турбулентности. Приводятся оценки для среднеквадратичных напряженностей турбулентных электрических полей.

1. *Введение.* Как известно, энергия, выделяемая при вспышках активных звезд, распространяется в виде газодинамических течений, потоков частиц, коротковолнового излучения. Энергия в этих формах способна вызвать возмущение атмосферы звезды от короны до фотосферных слоев. В работах [1—4] в качестве механизма нагрева атмосферных слоев Солнца во время вспышек рассматривалась кулоновская диссипация энергии электронных пучков. Результаты работы [1] впоследствии были применены для объяснения явления непрерывной ультрафиолетовой эмиссии во вспышках звезд UV Cet [5]. Следует, однако, учесть, что кулоновская диссипация энергии пучков в плазме доминирует лишь при относительно небольших плотностях потоков частиц ($F_0 \sim 10^{12}$ эрг/см²с). Между тем, в случае вспышек звезд типа Т Тау значение потока может оказаться на 3—4 порядка выше, что приведет к возрастанию относительной роли качественно иных потерь энергии, таких, как потери на возбуждение плазменной турбулентности и обратных токов. Впервые в работах [6—9] было высказано предположение о генерации плазменной турбулентности при солнечных вспышках и ее влиянии на спектральные линии водорода. Указанное влияние сводится, в частности, к эффекту уширения линий, последовательная теория которого была разработана Г. В. Шолыным и др. в работах [10—12].

На основе анализа условий генерации и поддержания турбулентных электрических полей в настоящей работе показано, что, в отличие от

Солнца и звезд типа UV Cet, в хромосферах звезд типа Т Тау в областях вспышек может установиться квазистационарная плазменная турбулентность. Действительно, как увидим далее, ряд спектральных особенностей звезд типа Т Тау можно объяснить турбулентным штарк-эффектом, в то время как применение традиционных механизмов уширения линий сталкивается с трудностями. В работе приводятся оценки значений среднеквадратичной напряженности турбулентных электрических полей низкочастотных волн.

2. Условия генерации и поддержания плазменной турбулентности.

Основными параметрами, характеризующими явление вспышки, являются величина первичного энерговыделения и средний промежуток времени между двумя последовательными событиями вспышек. Об энергетике вспышки позволяет судить вспышечная болометрическая светимость L_{bol} . Для солнечных вспышек („белые вспышки“), как известно, $L_{bol} \sim 10^{29}$ эрг/с, а средняя частота вспышек $\nu \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ ч⁻¹. Для аналогичных явлений во внешних слоях звезд типа UV Cet и Т Тау имеем, соответственно, $L_{bol} \sim 10^{28} - 10^{31}$ эрг/с, $\nu \sim 1 - 3$ ч⁻¹ [13] и $L_{bol} \sim 10^{31} - 10^{34}$ эрг/с, $\nu \sim 10 - 10^3$ ч⁻¹ [14, 15]. Приведенные значения L_{bol} дают возможность оценить плотность потока энергии пучков, возникающих при вспышке. Если воспользоваться обычно принимаемым значением для площади вспышечной области $s \sim 10^{19} - 10^{20}$ см² (см., например, [5, 16]), то для величины F_0 получаем следующие оценки: $F_0 \sim 10^{10}$ эрг/см² с (для Солнца), 10^{11} эрг/см² с (для звезд типа UV Cet), 10^{14} эрг/см² с (для звезд типа Т Тау). Согласно результатам работ [17, 18], пучки с плотностями потоков порядка 10^{15} эрг/см² с при взаимодействии с хромосферной плазмой способны возбуждать достаточно интенсивную высокочастотную турбулентность. Благодаря стабилизации пучков, обусловленной механизмом нелинейного рассеяния высокочастотных волн на тепловых ионах, а также вследствие эффектов модуляционной неустойчивости и градиента концентрации частиц пучки могут проникать вглубь хромосферы на расстояния порядка длины свободного пробега электронов. Заметим, что из-за процессов распада и эффектов неустойчивости обратного тока во вспышечной плазме может также установиться высокий уровень низкочастотной турбулентности, которая должна существенно сказаться на характере спектров.

Важно подчеркнуть, что при отсутствии подкачки энергии турбулентность должна очень быстро затухать, поэтому время жизни интенсивных турбулентных электрических полей высокочастотных и низкочастотных волн практически равно времени действия пучков. Это означает, что наличие мощных электронных пучков без их поддержания не должно, по-видимому, приводить к установлению квазистационарной плазменной турбу-

лентности в широкой активной области звездных хромосфер. Времена действия пучков $\tau \sim 10-100$ с сравнимы с характерным временем «жесткой фазы» вспышек. Ввиду низкой плотности потоков энергии частиц в активных областях Солнца и звезд типа UV Cet, а также малых значений частот вспышек ($\nu^{-1} \gg \tau$), в хромосферах указанных объектов трудно ожидать наличия протяженной турбулентной области. В случае же звезд типа T Tau частота вспышек гораздо выше (для них $\nu^{-1} \approx \tau$), поэтому действие пучков должно носить квазистационарный характер. Это, в свою очередь, приводит к квазистационарному поддержанию высокочастотной и низкочастотной турбулентности, обуславливая накопление плазмонов в области волновых чисел, нерезонансных с пучком. Тогда плотности энергии высокочастотных и низкочастотных волн могут быть одного порядка и вместе с тем быть сравнимыми с плотностью тепловой энергии плазмы. В силу сказанного, именно в хромосферах звезд типа T Tau следует ожидать заметного проявления турбулентных полей высокочастотных и низкочастотных волн. Приведенные физические рассуждения в пользу генерации турбулентности при вспышках диктуют необходимость рассмотрения влияния интенсивных электрических полей на атомы водорода, сводящегося к механизму турбулентного штарк-эффекта. Это тем более важно, если учесть, что интерпретация некоторых спектральных признаков во вспышках применением традиционных механизмов уширения линий, таких, как доплер- и штарк-эффекты, сталкивается с определенными трудностями. Здесь мы рассмотрим некоторые характерные особенности водородных линий в спектрах звезд типа T Tau.

а) Полуширины бальмеровских линий $\Delta\lambda_{1/2}$ весьма велики ($\Delta\lambda_{1/2} \sim 10 \text{ \AA} - 15 \text{ \AA}$), при этом, как показано ниже, величина $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ возрастает с номером линии. Крылья линий пологие. Казалось, указанные особенности можно было объяснить штарковским механизмом уширения, однако для этого требуются большие значения ионной концентрации ($n_i \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Теоретические оценки верхней границы хромосферной концентрации, приводимые рядом авторов (см., например, [19, 20]), не превосходят 10^{13} см^{-3} , поэтому полученные из полуширин линий значения n_i следует признать слишком высокими и маловероятными. Другая трудность связана с тем, что указанные значения существенно образом зависят от номера бальмеровской линии и обнаруживают довольно значительный разброс. Что касается доплеровского уширения линий, то оно отличается более крутым спадом интенсивности в крыльях линий и постоянством относительных полуширин, поэтому этот механизм также не приводит к удовлетворительному согласию с наблюдательными данными.

б) Как известно [21], номер последней различимой бальмеровской линии в спектрах звезд типа Т Тау невелик: $n_0 \approx 13-15$. Попытка объяснить столь малые значения n_0 обычным штарк-эффектом вновь, как и выше, приводит к высоким значениям n_1 ($\sim 10^{14}$ см $^{-3}$). Заметим, что при таких концентрациях бальмеровский декремент должен быть весьма пологим [19, 20], что не подтверждается данными наблюдений.

3. Уширение линий водорода турбулентными электрическими полями. Приведенные выше соображения о существовании во вспышечных областях звезд типа Т Тау квазистационарной плазменной турбулентности, а также трудности, возникающие при интерпретации спектральных особенностей вспышек традиционными механизмами, показывают, что естественно попытаться объяснить структуру спектральных линий механизмом турбулентного штарк-эффекта.

Теория штарковского уширения водородных линий исходит из раздельного учета квазистатического воздействия на атом низкочастотных (ионно-звуковых) и неадиабатического воздействия высокочастотных (ленгмюровских) волн. Совместный учет этих волн приводит к уширению центрального компонента линии и появлению на профилях боковых компонентов характерных провалов.

Квазистатическое поле низкочастотных волн приводит к расщеплению состояния с главным квантовым числом n на $2n + 1$ подуровней, равностоящих друг от друга на величину $\omega_F = 3\pi e a_0 E / 2\hbar$ (a_0 — борковский радиус; E — напряженность электрического поля). Неадиабатические эффекты высокочастотных волн возникают при условии $\omega_F \approx \omega_{pe}$ (ω_{pe} — плазменная частота электронного компонента) и характеризуются провалами на определенных расстояниях от центра линии. В работе [8] была сделана попытка определить плотность энергии высокочастотных волн по полуширинам провалов. Такое определение, однако, затруднительно ввиду малости эффекта. Поэтому здесь мы сосредоточим наше внимание на другом, более осязаемом, эффекте, по которому реально можно судить о существовании турбулентных электрических полей и их влиянии на спектр. Речь идет об уширении линий, обусловленном низкочастотными волнами. При таком уширении формы контуров линий задаются, по сути дела, функцией распределения электрического микрополя $\vec{E}$, являющегося суперпозицией индивидуальной составляющей $\vec{E}_i$, обусловленной ионами, и коллективной составляющей $\vec{E}_c$.

В работах [22, 23] с использованием функции распределения коллективной составляющей микрополей были теоретически рассчитаны контуры бальмеровских линий вплоть до $n = 18$. Бальмеровские линии, ушире-

ние которых вызвано турбулентным штарковским механизмом, характеризуются ростом относительных полуширин с увеличением номера линии и сравнительно пологими крыльями. Поведение последних описывается формулой

$$I_{\lambda} \sim \exp[-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_{1/2})^{\gamma}], \quad (1)$$

где $1 < \gamma < 2$.

Следует отметить, что для проведения сравнения теоретических и наблюдаемых контуров линий пригодны лишь высокие члены бальмеровской серии. Дело в том, что головные члены указанной серии в большей степени подвержены самопоглощению и вместе с тем накладываются на довольно высокий уровень непрерывной эмиссии. Помимо того, эти линии формируются в довольно протяженных областях, в которых температура и плотность могут меняться в широких пределах.

Таким образом, следует полагать, что высокодисперсионные спектры звезд типа Т Тау, включающие высокие члены бальмеровской серии, в принципе предоставляют возможность выявить роль плазменной турбулентности в активных областях вспышек.

Здесь мы приведем результаты предварительных исследований наблюдаемых контуров бальмеровских линий в спектре звезды S СтА [24—26]. Она представляет собой звезду подкласса УУ Ог1 и является одной из активных звезд типа Т Тау с признаками «анти-Р Суг» контуров линий. Для сравнения с наблюдательными данными брались теоретические контуры линий, рассчитанные в предположении, что $E_c \gg E_i$ и распределение микрополей низкочастотных волн является изотропным. Последнее предположение оправдывается квазистационарностью плазменной турбулентности в областях вспышек. Тогда для функции распределения микрополей низкочастотных волн имеем

$$W(\beta) = 3(6/\pi)^{1/2} \beta^2 \exp(-3\beta^2/2), \quad (2)$$

где $\beta = E/E_0$, E_0 — среднеквадратичная напряженность. Производя суммирование по всем штарковским подуровням, для контура спектральной линии можно написать

$$r(\Delta\lambda/E_0) = \frac{1}{\pi^2 f_{\pm}} \sum_i \frac{f_i}{c_i} W(\Delta\lambda/E_0 c_i), \quad (3)$$

где $f_{\pm}$, c_i , f_i — штарковские постоянные.

В табл. 1 для иллюстрации приводятся значения полуширин наблюдаемых линий $\Delta\lambda_{1/2}$, величин $c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ (в км/с), а также определенные посредством формулы (2) (по известным из наблюдений $\Delta\lambda_{1/2}$) значения E_0 в единицах CGS. В скобках отмечена дисперсия спектров.

Следует отметить, что определение $\Delta\lambda_{1/2}$ из спектрограмм, вообще говоря, сопряжено с трудностями, связанными с учетом непрерывного спектра и возможных бленд. Что касается учета непрерывного спектра, то он был произведен самими авторами использованных работ. К тому же рассмотренные бальмеровские линии расположены в сравнительно узком интервале длин волн ($\sim 80 \text{ \AA}$), поэтому возможные ошибки однородны. Учитывались и бленды (из списков абсорбционных и эмиссионных линий, приводимых в тех же работах), которыми могли быть отягощены излучаемые линии. Заметим, что бальмеровские линии с большим n сравнительно мало уширены вследствие многократного рассеяния, поэтому бленды идентифицируются достаточно уверенно. Кроме того, в большинстве случаев блендирующие линии металлов слабы по сравнению с бальмеровскими линиями, поэтому способны исказить лишь далекие крылья линий.

Таблица 1

S CrA (20 А/мм)

H_n	Апр. 1978 г.			9 авг. 1976 г.			10 авг. 1976 г.		
	$\Delta\lambda_{1/2}$	$c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$	E_0	$\Delta\lambda_{1/2}$	$c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$	E_0	$\Delta\lambda_{1/2}$	$c\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$	E_0
H_{10}	4.5	355.5	33.1	4.5	355.5	33.1	5.0	395.0	36.8
H_{11}	4.5	358.1	21.0	5.0	397.9	23.0	5.0	397.9	23.0
H_{12}	4.8	380.0	25.0	4.7	373.3	24.6	5.8	466.4	30.7
H_{13}	5.0	401.7	17.0	5.8	468.6	19.7	6.0	482.0	20.2
H_{14}	5.0	403.0	19.5	5.8	470.0	22.7	6.3	507.8	24.5
H_{15}	—	—	—	6.7	539.0	17.1	6.3	509.1	16.2

Из табл. 1 видно, что наблюдаемые значения относительных полуширин линий растут вместе с номером n . Как отмечалось выше, такой рост является характерным и для теоретических контуров линий, уширенных за счет турбулентного штарк-эффекта (при заданном значении E_0). Обращает на себя внимание разброс в значениях E_0 при различных n . Такой разброс можно объяснить, если учесть, что линии с различными n образуются на разных эффективных глубинах с различным уровнем турбулентности. Вместе с тем следует отметить, что даже на одной и той же глубине величина потока падающих пучков, определяющих уровень плазменной турбулентности, подвержена изменениям за время наблюдения. Полученные значения E_0 почти на порядок превышают аналогичные значения для солнечных вспышек. Заметим, что рост полуширин бальмеровских линий с номером n обнаруживается и в случае звезд DR Тау и Co D — $35^\circ 10525$, однако более уверенно об этом можно будет судить после получения спектров с достаточно высокой дисперсией.

Ввиду низкой дисперсии исследованных спектров выявление поведения крыльев линий сталкивается с еще более большими трудностями. Тем не менее, в случае звезды DR Tau поведение крыльев бальмеровских линий, по-видимому, может описываться законом (1) со значением γ , близким к единице. В других же случаях можно с уверенностью говорить лишь об относительной пологости крыльев. По крайней мере, значения $\Delta\lambda_{1,4}$ и $\Delta\lambda_{1,6}$, определяемые из имеющихся спектров, оказываются близкими к результатам теоретических расчетов.

Как уже отмечалось, уширение турбулентными электрическими полями приводит к уменьшению числа наблюдаемых бальмеровских линий. Так, для полей $E_0 \sim 20\text{--}30$ ед. CGS, согласно аналогу формулы Инглиса—Теллера $n_0 = 25.12 E_0^{-0.2}$ [23], находим, что $n_0 \sim 13\text{--}15$. Это согласуется с данными наблюдений.

4. *Линии He I.* Одним из проявлений влияния плазменных колебаний на линии He I является так называемый эффект Баранже—Мозера [27]. Он заключается в том, что воздействие спектра колебаний на атомы с определенной структурой энергетических термов 1, 2, 3 (таких, что переходы $2 \rightarrow 1$ разрешены, а переходы $3 \rightarrow 1$ запрещены в дипольном приближении, причем $\omega_{23} \ll \omega_{12}, \omega_{13}$) приводит, с одной стороны, к красному штарковскому сдвигу разрешенной линии, а с другой стороны — к образованию «плазменных спутников», равноотстоящих от запрещенного компонента на величину собственной частоты колебаний. Измерение относительных интенсивностей спутников и штарковских сдвигов разрешенных линий создает принципиальную возможность определения напряженности турбулентных электрических полей в плазме. Такая возможность в применении к вспышечным областям Солнца была использована в работах [28, 29]. Однако следует отметить, что идентификация плазменных спутников вследствие влияния на них эффектов многократного рассеяния в линиях представляет собой трудную задачу. Поэтому для их уверенной идентификации требуются подробные данные о контурах линий He I и их эволюции во времени. Если в случае солнечных вспышек такие данные можно получить, то имеющиеся в настоящее время низкодисперсионные спектры звезд типа T Tau ($D = 15\text{--}20$ А/мм) мало пригодны для выявления спутников.

Более реальным является измерение красных штарковских сдвигов разрешенных линий He I, чувствительных к штарк-эффекту (назовем их «индикаторами»). В спектрах звезд типа T Tau присутствует достаточно много линий He I, причем как триплетов, так и синглетов. Это относительно интенсивные линии, но часто блендированы линиями металлов. Для обнаружения и измерения штарковского сдвига необходимо из общего

сдвиги линии-индикатора выделить доплеровскую составляющую. С этой целью среди чувствительных и нечувствительных к штарк-эффекту неблендированных линий He I выбирались нами те линии, которые возникают при переходах с уровней с близкими главными квантовыми числами на общий нижний уровень. Эти линии, надо полагать, образуются примерно в одних и тех же слоях хромосферы. Значения доплеровских сдвигов, найденные по линиям, нечувствительным к штарк-эффекту, позволяют в таком случае с помощью линий-индикаторов определить искомые штарковские сдвиги. Знание последних, в свою очередь, дает возможность оценить величину среднеквадратичной напряженности турбулентных электрических полей E_0 ($\Delta\omega_s \sim E_0^2$, см. [27]).

Нами были использованы спектры трех звезд типа T Tau: S CrA, VV CrA и CoD—35°10525, полученные в работах [25, 26]. Спектр первой из этих звезд был выбран в предыдущем разделе для определения E_0 по полуширинам бальмеровских линий. Нахождение E_0 одновременно по влиянию поля на атомы водорода и гелия дает возможность судить о плотности энергии плазменных колебаний в разных слоях хромосферы.

Результаты вычислений, выполненных на основе наблюдательных данных относительно вспышек вышеуказанных звезд, приведены в табл. 2. В ней даются длины волн выбранных линий, переходы, которым они соответствуют, скорости $v = c\Delta\lambda/\lambda$, эквивалентные ширины и остаточные сдвиги линий $\Delta\lambda_s$. В нижних строках приводятся значения величины E_0 ; при этом в скобках указывается длина волны линии-индикатора, по которой они находились. Величины E_0 вычислены в отдельности для триплетов и синглетов.

Приведенные в таблице значения E_0 не сильно отличаются от значений, найденных в [28, 29] для солнечных вспышек. Следует отметить, что для электронных концентраций $n_e \sim 10^{11}$ см⁻³, характерных для гелиоизлучающих областей, значения среднеквадратичной напряженности хольцмарковских полей E_H определяемые по формуле

$$E_H = 4.22 \cdot 10^{-9} n_e^{2/3}, \quad (4)$$

составляют $E_H \sim 10^{-2}$ ед. CGS. Это на два порядка ниже найденных нами значений. E_0 . Обращает на себя внимание и тот факт, что значения E_0 , найденные по линиям гелия, оказываются примерно на порядок меньше значений, получаемых по полуширинам бальмеровских линий. Физически это означает, что линии гелия образуются в среднем в более верхних и разреженных слоях хромосферы, где $n_e = 1-5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ и электронная температура $T_e = 4-5 \cdot 10^4$ К. Различные значения E_0 в гелио- и водородоизлучающих областях могут быть обусловлены различным уровнем плазменной турбулентности в них. Если считать, что плазменная турбулент-

ность генерируется электронным пучком, то в высоких слоях хромосферы последний должен быть частично стабилизирован вследствие оттока плазменных волн из области резонанса. При этом длина релаксации пучка увеличивается и при значениях энергии пучка $E = 0.1$ Мэв, отношении $n_b/n_e = 10^{-3}$ и $T_e/T_i = 3$ (n_b — электронная концентрация пучка; T_i — ионная температура плазмы) составляет [30] $l = 10^8$ см. Отсюда следует, что в верхних слоях хромосферы плотность генерируемой энергии должна быть ниже, чем в областях релаксации пучка, где образуются линии водорода.

Таблица 2

S CrA (июль 1983 г.)				
λ (Å)	переходы	W (Å)	v (км/с)	$\Delta\lambda_s$ (Å)
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	1.60	+3.30	+0.17
4713.14	4^3s-2^3p	0.29	-6.36	0
7065.19	3^3s-2^2p	1.05	-6.36	0
$E_0(4471.48) = 3.5$ ед. CGS				
S CrA (апрель 1978 г.)				
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	1.00	+ 1.34	+0.25
4023.99	5^3f-2^3p	0.34	-14.16	+0.02
4713.37	4^3s-2^3p	0.31	-17.16	-0.03
$E_0(4471.48) = 4.1$ ед. CGS				
VV CrA (июль 1983 г.)				
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	0.39	-12.8	+0.14
5875.29	3^3d-2^3p	2.81	-16.8	0
4367.93	$5^1d, f-2^1p$	0.50	- 3.4	+0.34
4437.55	5^1s-2^1p	0.19	-12.7	0
$E_0(4471.48) = 3.4$ ед. CGS; $E_0(4367.93) = 5.6$ ед. CGS				
CoD-35°10525 (апрель 1978 г.)				
4026.36	5^3d-2^3p	0.52	+ 3.0	+0.23
4120.99	5^3s-2^3p	0.25	-13.8	0
4471.48	$4^3d, f-2^3p$	0.70	+ 1.3	+0.21
$E_0(4026.36) = 1.8$ ед. CGS; $E_0(4471.48) = 4.0$ ед. CGS				

5. Быстрая переменность линий водорода. Представляет большой интерес быстрая переменность линий—первых членов бальмеровской серии в спектрах звезд RY Tau и RW Aur [31—33], являющихся активными звездами типа T Tau. В работах [32, 33] выявлена переменность интенсивностей и полуширин линий H_α , H_β , H_γ в течение 10—15 минут. При этом в работе [32] отмечается изменение полуширины линии H_β в спектре

звезды RY Tau более чем в два раза за указанное время. Очевидно, что столь значительные изменения полуширин трудно объяснить обычным штарк-эффектом, поскольку оно связано с допущением об изменении концентрации частиц в несколько раз за довольно короткое время. В то же время объяснение указанных изменений турбулентными электрическими полями не встречает принципиальных затруднений. В самом деле, характерное время возбуждения ленгмюровской турбулентности, рассчитанное по формуле (см. [34])

$$\tau_l = \frac{1}{\omega_{pe}} \left(\frac{E}{m_e c^2} \right)^2 \frac{n_e}{n_b} \quad (5)$$

(ω_{pe} — плазменная частота), составляет $\tau_l \sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с. Величиной примерно такого же порядка оказывается время возбуждения ионнозвуковой турбулентности. Вместе с тем времена затухания указанных волн [35]

$$\tau_e' = n_e v_{pe}^3 / \omega_{pe}^4, \quad \tau_s' = m_i / k m_e v_{pe} \quad (6)$$

при условиях, характерных для звездных хромосфер, составляют 10 с. В формулах (6) v_{pe} представляет собой тепловую скорость электронов, m_i — масса иона. Учитывая малые значения характерных времен генерации турбулентности, можно заключить, что при большой частоте вспышек турбулентные электрические поля за короткие промежутки времени могут изменяться по величине в довольно широких пределах даже на одной и той же глубине. Это, очевидно, приведет к резким изменениям полуширин линий.

6. *Бальмеровские скачки.* Скачки у пределов различных серий в спектрах звезд, как известно, служат важным диагностическим средством для выяснения физических условий в излучающей среде. С этой точки зрения представляется важным изучение бальмеровских скачков у звезд типа T Tau. По данным работ [36, 37] величины скачка $d = I_+ / I_-$ у этих звезд малы. Так, например, для звезды DR Tau $d = 1.6$, причем скачок смещен в красную сторону на 50 Å.

Теоретическая интерпретация столь малых значений скачков сталкивается с существенными трудностями. В работе [37] критически рассмотрены различные возможные факторы, приводящие к уменьшению скачка, и предлагается объяснить его малые значения высокой температурой ($T_e = 5.5 - 6.8 \cdot 10^4$ К для $d = 1.6$). Однако следует отметить, что это не ведет к принципиальному решению вопроса, поскольку для объяснения еще меньших значений скачков пришлось бы обратиться к более высоким температурам (например, при $d = 1.2$, $T_e = 10^5$ К). В этом случае возникают трудности при интерпретации интенсивностей линий водорода, гелия и т. д.

Вообще говоря, можно указать еще на одну возможность, приводящую к уменьшению скачков. Она связана с их «размыванием» в плотной среде вследствие «преионизации» атомов водорода хольцмарковскими полями частиц. Такое объяснение оказывается весьма эффективным в случае атмосфер белых карликов [38], характеризующихся высокими значениями ионной концентрации ($n_i = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$), которые соответствуют напряженности ионных микрополей $E_i \sim 40$ ед. CGS. Однако такие значения ионной концентрации неправдоподобно велики для звезд типа Т Тау. В то же время поля с напряженностью около 20—30 ед. CGS могут возникнуть в хромосферах этих звезд при генерации плазменной турбулентности. Во втором разделе наблюдаемые полуширины бальмеровских линий удавалось объяснить полями именно такой величины. Естественно полагать, что влияние тех же турбулентных полей на атомы водорода вследствие преионизации должно приводить также и к размыванию скачков.

Важно отметить, что уменьшению скачков может способствовать также процесс рассеяния излучения на плазменной турбулентности. В работе [39] получено явное выражение коэффициента рассеяния излучения на плазменной турбулентности (именно, на ленгмюровских плазменных волнах). Отношение указанного коэффициента рассеяния σ_s к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре α_s задается формулой

$$\frac{\sigma_s}{\alpha_s} = 7.81 \cdot 10^{-13} \frac{a\nu}{\beta^3 F(T_s)} \sqrt{\frac{T_s}{n_s}}, \quad (7)$$

где $\beta = v_{ph}/c$, a — множитель, характеризующий эффективность генерации волн, и

$$F(T_s) = 1 + \frac{2\chi_1}{kT_s} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_s}}.$$

Значения σ_s/α_s до и после бальмеровского скачка равны, соответственно, $3.16 \cdot 10^6 a$ и $2.4 \cdot 10^5 a$. Множитель a в зависимости от плотности потока энергии пучка и плотности среды может принимать значения $a \sim 10^{-3} - 10^{-1}$. Большие значения величины σ_s/α_s приводят к увеличению оптической толщины в частотах непрерывного спектра, а вместе с тем и к увеличению градиента температуры. В то же время рассеяние излучения на плазмонах приводит к уменьшению величины бальмеровского скачка. Ситуация здесь аналогична той, которая имеет место при учете томсоновского рассеяния в атмосферах горячих звезд [40]. Несложные вычисления приводят к значению скачка d , близкому к единице, уже при небольших оптических толщинах.

7. *Заключение.* Исходя из масштабов энерговыделения, а также высокой частоты вспышек у звезд типа Т Тау, можно ожидать проявления коллективных плазменных эффектов в их активных областях. Высокоэнергетичные пучки частиц, образующиеся при вспышках, способны генерировать плазменные колебания различных типов. Их влияние на опектр звезды обусловлено воздействием турбулентных электрических полей на атомы и процессами рассеяния излучения в непрерывном спектре на этих колебаниях.

Как было показано, целый ряд спектральных характеристик звезд типа Т Тау находит объяснение в предположении о генерации плазменной турбулентности в их атмосферах. Следует ожидать, что аналогичные спектральные проявления плазменной турбулентности должны иметь место и в случае вспыхивающих звезд. Например, известно, что бальмеровские скачки в спектрах этих звезд в максимуме блеска также очень малы [16]. Вместе с тем, полуширины бальмеровских линий велики. Однако, к сожалению, из-за отсутствия высокодисперсионных спектров провести соответствующее исследование спектральных особенностей указанных звезд в настоящее время не представляется возможным.

В связи с этим, целесообразно отметить, какого рода наблюдательный материал необходим для окончательного решения вопроса о роли плазменной турбулентности в атмосферах активных звезд:

1. Высокодисперсионные эмиссионные спектры ($D = 5-10$ А/мм), например, звезд RY Тау, S CrA, RW Aur, CoD—35°10525;

2. Спектры указанных объектов с высоким временным разрешением ($\lesssim 1$ мин);

3. Изучение спектров, соответствующих спокойному состоянию звезд.

При получении спектров следует учесть, что для однозначного определения уровня плазменной турбулентности в активных областях, необходимо одновременное наличие в спектре как высших членов бальмеровской серии, так и линий He I, таких, как 3203 А, 4026 А, 4471 А.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON THE ROLE OF PLASMA TURBULENCE IN THE ATMOSPHERES OF ACTIVE STARS

V. S. HAYRAPETIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

It has been shown that some spectral peculiarities of T Tau stars, such as the values of halfwidths of Balmer lines, the short term varia-

bility of hydrogen lines, the values of Balmer jumps and shifts of the HeI lines, can be accounted for under assumption of the quasistationary plasma turbulence generation in atmospheres of those stars. The estimates for mean square strengths of turbulent electric fields are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Д. Костюк, С. Б. Пихельнер, *Астрон. ж.*, 51, 1002, 1974.
2. B. V. Somov, S. I. Syrovatski, A. R. Spector, *Sol. Phys.*, 73, 145, 1981.
3. B. V. Somov, *Sol. Phys.*, 42, 235, 1975.
4. Б. В. Сомов, С. Н. Сыроватский, *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, 48, 123, 1979.
5. М. М. Кацова, А. Г. Косовичев, М. А. Лившиц, *Астрофизика*, 17, 285, 1981.
6. А. Э. Долгинов, Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 50, 1001, 1973.
7. В. М. Томозов, *Астрон. циркуляр*, № 749, 1973.
8. P. Vakshi, G. Kalman, *Sol. Phys.*, 47, 307, 1976.
9. Е. А. Окс, *Письма в Астрон. ж.*, 4, 415, 1978.
10. Г. В. Шолин, *Докл. АН СССР*, 195, 589, 1970.
11. Е. А. Окс, Г. В. Шолин, *Препр. ИАЭ—2391*, 1974.
12. Е. А. Окс, Г. В. Шолин, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 68, 974, 1975.
13. В. С. Шевченко, в сб. «Вспыхивающие звезды, фуоры, объекты Хербига—Аро», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1980, стр. 69.
14. G. A. Gurzadjan, *Bol. Observ. Tonantzintla*, 5, 255, 1969.
15. M. Rodono, *Astron. and Astrophys.*, 32, 337, 1974.
16. Р. Е. Гершберг, *Астрофизика*, 13, 553, 1977.
17. М. А. Лившиц, В. М. Томозов, *Астрон. ж.*, 51, 560, 1974.
18. A. G. Emslie, *Astrophys. J.*, 235, 1055, 1980.
19. В. П. Гринин, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 62, 54, 1980.
20. Н. А. Катышева, *Астрофизика*, 17, 301, 1981.
21. Y. Sun, M. Jaschek, Y. Andrillat, C. Jaschek, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 62, 309, 1985.
22. А. В. Галдецкий, Е. А. Окс, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, 65, 58, 1982.
23. Е. А. Окс, в сб. «Год солнечного максимума», т. 1, 1981, стр. 200.
24. B. Wolf, I. Appenzeller, C. Bertout, *Astron. and Astrophys.*, 58, 163, 1977.
25. I. Appenzeller, I. Jankovitch, B. Jeffer, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 64, 65, 1986.
26. C. Bertout, L. Carrasco, R. Mundt, B. Wolf, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 47, 419, 1982.
27. M. Baranger, B. Mozer, *Phys. Rev.*, 123, 25, 1961.
28. W. Davis, *Sol. Phys.*, 54, 139, 1977.
29. Н. М. Фирстова, *Исслед. по геомагнетизму, аэроном. и физ. Солнца*, 65, 194, 1983.
30. Б. Н. Брейман, Д. Д. Рюгов, П. Э. Чеботарев, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 62, 1409, 1972.
31. Э. А. Исмаилов, *Астрон. циркуляр*, № 734, 1972.
32. Э. А. Исмаилов, *Астрон. циркуляр*, № 763, 1973.
33. I. Appenzeller et al., *Astron. and Astrophys.*, 118, 75, 1983.

34. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Тр. симпозиума, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1969.
35. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович. Физика плазмы солнечной атмосферы, Наука, М., 1977.
36. L. V. Kuzi, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 15, 77, 1974.
37. R. Ulrich, A. Shafter, G. Hawkins, G. Knapp, *Astrophys. J.*, 267, 199, 1983.
38. А. К. Колесов, *Астрон. ж.*, 41, 240, 1964.
39. В. С. Айрапетян, Г. А. Арутюнян, Тр. Всесоюзн. конф. мол. уч., Одесса, 1987.
40. С. Г. Слюсарев, *Докл. АН СССР*, 95, 741, 1954.