

УДК: 523.985.3

ЛИНЕЙНЫЙ Z-ПИНЧ И ЯВЛЕНИЕ
ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

В.С.АЙРАПЕТЯН А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 22 апреля 1988

Принята к печати 1 августа 1988

На основе качественного и количественного сравнения результатов плазменных экспериментов с наблюдательными данными о звездных вспышках делается вывод о возможности объяснения вспышек с помощью пинч-эффекта, то есть сжатия плазмы магнитным полем, находящимся в верхних слоях звезд.

1. *Введение.* Наблюдения электромагнитного и корпускулярного излучения Солнца и волнового излучения красных карликовых звезд, проведенные в последнее время, дают основание для заключения об идентичности физического механизма вспышечного явления на этих звездах. Сходство проявлений вспышечной активности указанных звезд выражается в таких наблюдательных фактах, как временные масштабы и локальность процессов, характер поведения излучения различных длин волн, вид функции распределения числа вспышек по энергиям, существование значительных магнитных полей ($\sim 1\text{кГс}$), генерация легких элементов.

Любая модель, претендующая на объяснение физики вспышек, должна интерпретировать вышеуказанные особенности с единой точки зрения с учетом различий в энергетике солнечных и звездных вспышек. Между тем, до последнего времени модели солнечных и звездных вспышек предлагались вне взаимосвязи друг с другом и объясняли лишь отдельные проявления вспышечного процесса. Так, например, данные о генетической связи между активными областями на Солнце и магнитными полями привели к концепции о токовом слое как механизме первичного энерговыделения [1]. Она является плодотворной при интерпретации солнечных вспышек малых и средних энергий, но вместе с тем сталкивается с трудностями при объяснении энергетики и малых характерных времен звездных вспышек. При рассмотрении звездных вспышек, основное внимание обычно уделяется вторичным процессам. Так, еще в 1954г. В.А. Амбарцумяном была выдвинута идея о нетепловой природе вспышечного излучения звезд типа UV Cet [2]. В работе [3] вспышечное явление рассматривается как результат отклика среды на «обжиг» фотосферных слоев звезд под воздействием

пучков частиц, однако при этом вопрос о механизме первичного энерговыделения остается открытым.

По—видимому, впервые в работах Мюлана и Гершберга звездная и солнечная активность рассматривалась с единой гидромагнитной точки зрения [4—6]. В частности, в недавней работе [6] развивается принципиально новый синэнергетический подход к решению проблемы первичного энерговыделения, основанный на модели солитонного газа.

В настоящей работе показывается, что целый ряд наблюдательных данных о солнечных и звездных вспышках возможно интерпретировать в рамках модели пинчевого разряда. К этому позволяет придти качественное и количественное сравнение вспышки с результатами плазменных экспериментов. Обсуждаются возможности образования линейного Z—пинча в атмосферах звезд.

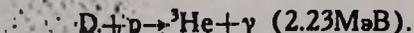
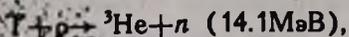
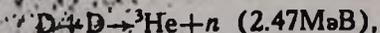
2. Наблюдательные данные о вспышках и плазменные эксперименты. Отправной точкой построения модели первичного энерговыделения является генетическая связь между активными областями и магнитными полями. В работах группы А.Б.Северного был сделан вывод о том, что вспышки генерируются в окрестности так называемых нейтральных точек (областей) при уничтожении противоположно направленных азимутальных магнитных полей. На основе наблюдательных данных о быстрой перестройке магнитных полей в результате вспышки и лабораторного исследования бальмеровского излучения пинчевого разряда авторы указанных работ пришли к заключению о возможности реализации в атмосфере Солнца пинч—эффекта [7,8]. Впоследствии в работе [9] было показано, что в рамках одномерной модели пинч—эффект не возникает. Тем не менее, как будет показано ниже, при определенной конфигурации магнитного поля пинч—эффект может реализоваться. На это указывает и сравнение ряда наблюдательных и экспериментальных фактов. В частности, о пинчевой природе солнечных вспышек свидетельствуют наблюдения предвспышечного движения потоков плазмы к нейтральной линии магнитного поля и наличие больших градиентов поля, приводящих к возникновению токов с плотностью $\sim 10^4 \text{ A/км}^2$ [10,11].

Важным преимуществом модели пинч—эффекта по сравнению с моделью токового слоя является высокая эффективность трансформации энергии магнитного поля в тепловую энергию, обеспечивающая энергетику звездных вспышек. Вместе с тем пинчевый разряд может естественным образом объяснить генерацию легких элементов в атмосферах активных звезд путем термоядерного синтеза. В самом деле, наличие значительных осевых токов ($\sim 10^{12} \text{ A}$) в атмосфере может привести к самосжатию плазмы, вызывая термоядерную волну горения вблизи оси разряда. В этом случае энергетика мощных вспышек будет определяться не только энергией маг-

нитного поля, но и термоядерной энергией, которая может оказаться существенной.

С точки зрения генерации частиц и легких элементов при вспышках, важнейшими процессами являются:

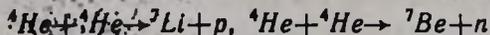
а) генерация ${}^3\text{He}$ и энергетичных нейтронов в солнечных вспышках при реакциях с участием дейтерия и трития



Заметим, что при слабых солнечных вспышках наряду с повышенным обилием ${}^3\text{He}(I_{\alpha}, I_{\beta}, I_{\gamma} > 10)$ в солнечных космических лучах наблюдается отсутствие измеримых потоков D и T [12], что, по-видимому, связано с их горением в синтезе;

б) образование γ -линий 0.511 МэВ и 2.23 МэВ в результате реакций аннигиляции $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$ и нейтронного захвата $n + p \rightarrow D + \gamma$. Указанные линии могут иметь тепловую термоядерную природу. В то же время надтепловой «хвост» распределения протонов при возбуждении фоновых ядер C, O, N, Ne должен приводить к образованию γ -линий с энергиями 1.63, 2.34, 4.33, 6.14 МэВ [12];

в) при вспышках звезд типа UV Cet и T Tau, то есть при большей энергетике процессов ($\sim 10^4$ эрг), в результате реакций синтеза



могут генерироваться ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$. Заметим, что распад ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + e^+ + \nu_e$ и электронный захват ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ также приводят к накоплению ${}^7\text{Li}$ в атмосфере звезды. Некоторые проявления вышеуказанных процессов синтеза наблюдались в лабораторном Z — пинче.

О существовании подобия между явлением вспышек и лабораторным Z — пинчем свидетельствует сравнение целого ряда наблюдательных и экспериментальных фактов. Рассмотрим наиболее важные из них.

а) Тепловой и нетепловой рентгеновский континуум. Если для солнечных вспышек малых и средних энергий наблюдаемое рентгеновское излучение обусловлено тепловой плазмой и соответствует электронной температуре $kT_e = 1 - 8 \text{ кэВ}$, то при мощных вспышках наряду с тепловым компонентом торсионного излучения наблюдается нетепловой компонент излучения

со степенным спектром с показателем $m = 2-5$. В лабораторной разрядной плазме типичное распределение рентгеновского излучения по энергиям также состоит из двух компонентов: теплового компонента, описываемого экспоненциальным распределением потока $E(dN/dE) \sim \exp(-E/kT_e)$ с $kT_e = 10 \text{ кэВ}$ и нетеплового компонента (при энергиях $E > 150 \text{ кэВ}$) со степенным законом распределения $E(dN/dE) \sim E^{-m}$ и значением $m = 4.5 \pm 1$ [13]. Исследованию рентгеновского излучения плазменного фокуса посвящено много работ, из которых здесь отметим работы [14—16]. Так, например, в первой из них при различных режимах было получено степенное распределение с значением $m = 2.5 \pm 0.8$. В этой работе показано, что такой спектр можно объяснить нетепловым тормозным излучением на толстой мишени с максимумом энергии электронов $e \gtrsim 350 \text{ кэВ}$ и распределением по закону $e^{-3.3}$. Подобное объяснение приводится и при интерпретации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек (см. например, [13, 17—19]).

б) Рентгеновские эмиссионные линии. В линейчатом спектре плазменного разряда, как и в спектре солнечной вспышки, присутствует резонансная линия K_α гелиоподобного иона Fe XXV, а линии литиеподобного иона Fe XXIV обладают сателлитовыми признаками. На сходство спектров вспышки и разряда указывается в [20]. В частности в этой работе показывается, что, полагая $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 2.5 \cdot 10^7 \text{ К}$, можно объяснить наблюдаемые интенсивности линий K_α и K_{α_1} .

в) Временное поведение жесткого рентгена и микроволнового излучения. Излучение разряда в жестком рентгене ($\gtrsim 30 \text{ кэВ}$), в К ($\sim 25 \text{ ГГц}$) и Х ($\sim 10 \text{ ГГц}$) полосах совпадает по времени [13]. Это характерно и для солнечных вспышек.

г) Морфологическая структура кривой блеска. В работе [21] описана временная эволюция непрерывного оптического излучения лабораторного пинчевого разряда в области длин волн $\lambda\lambda 2000-6000 \text{ \AA}$ в зависимости от начальных условий. Кривые блеска в указанном диапазоне характеризуются резким подъемом, острым пиком и экспоненциальным спадом, сопровождающимся вторичными колебаниями. При этом пологость пост-вспышечной кривой определяется начальным давлением газа, а максимум излучения приходится на $\lambda\lambda 2500-3000 \text{ \AA}$. Как известно, аналогичными признаками обладают и кривые блеска вспышек. Сказанное иллюстрируется рис. 1, на котором приводятся кривые блеска, типичные для лабораторного пинча и звездных вспышек.

В указанной работе [21] приводятся значения потоков излучения разряда на трех длинах волн: $\lambda\lambda 3000, 4000, 5000 \text{ \AA}$. Если экстраполировать

данные эксперимента на эффективные длины волн U , B и V диапазонов, то можно получить представление о средних цветах лабораторной вспышки. В результате такой экстраполяции получаем $U-B = -0.8 \div -0.9$,

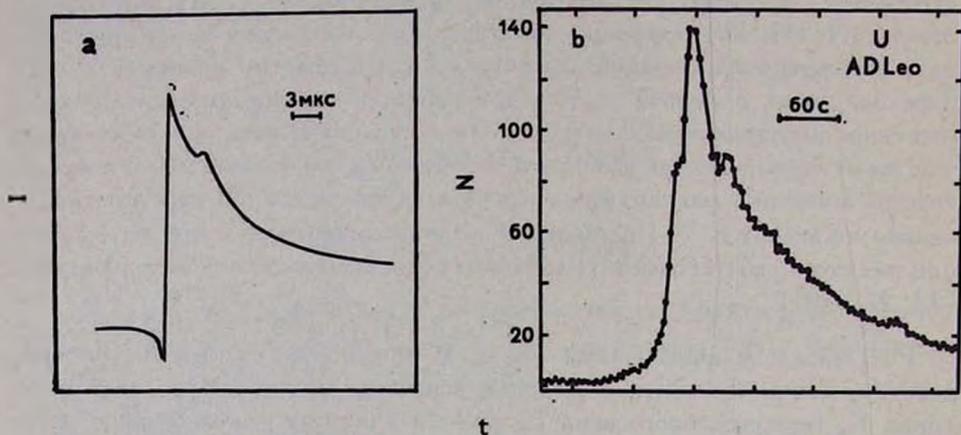


Рис.1.

$B-V = 0.84 - 0.73$. Эти значения принадлежат к области показателей цвета $U-B$, $B-V$ для вспыхивающих звезд типа UV Cet в момент максимума вспышек [22, 23].

д) Генерация энергетических частиц. В ряде работ [24—28] указывается на генерацию заметного потока нейтронов в линейном пинчевом разряде. При этом были найдены корреляции между нейтронным потоком и появлением мягкого и жесткого рентгена. Факт существования нейтронного потока $\sim 10^{12}$ частиц/разряд (см. [26]) и отмеченные корреляции аналогичны подобным процессам, сопровождающим солнечные вспышки [12]. В обоих случаях зарегистрированы также заметные потоки протонов и электронов со степенным спектром энергии.

е) Инжекция плазмы. Известно, что взрывные вспышечные процессы приводят к истечению вещества из атмосферы Солнца. Наблюдательные данные свидетельствуют, что кинетическая энергия выбрасываемой плазмы сравнима с энергией солнечной вспышки. Вместе с тем при исследовании лабораторной разрядной плазмы также регистрируется движение плазмы с начальными скоростями $\sim 10^7 - 10^8$ см/с. При этом кинетическая энергия оказывается сравнимой с энергией разряда [13].

3. *Линейный Z—пинч и физика вспышек.* Отмеченные в предыдущем разделе качественные аналогии между экспериментальными данными об электрическом разряде большой мощности и наблюдательными данными вспышек активных звезд позволяют найти количественные соответствия между указанными двумя явлениями и на их основе в рамках феноменологической модели пинчевой природы вспышек объяснить данные наблюдений.

Рассмотрим природу линейного Z—пинча подробнее. Под линейным Z—пинчем понимается самосжатие газового разряда под действием давления собственного магнитного поля, создаваемого разрядным током. Условие равенства магнитного и газокINETического давлений выражается соотношением Беннета:

$$kTN_i = 1.6 \cdot 10^{18} I^2.$$

Здесь $N_i = n_i s$ — число ионов в сечении пинча s , n_i — концентрация ионов, I — сила тока в мегаамперах и kT — температура столба в кэВ—ах. Описанию динамики Z—пинча в магнитногидродинамическом (МГД) приближении посвящено много работ [13, 28, 29]. В них рассматривается эволюция радиальных профилей температуры и плотности с учетом термоядерного тепловыделения. Как известно, развитие разряда в Z—пинче проходит три основные стадии. В начальной стадии происходит пробой газа и формируется токовая оболочка. При этом имеет место ионизация газа и сканирование тока. Средняя стадия характеризуется ударным нагревом плазмы до температур $\sim 10 - 100$ кэВ и повышением плотности в 50—100 раз. Стадия завершается сжатием оболочки к оси и образованием квазиравновесного плазменного столба — плазменного фокуса. В конечной стадии происходит дальнейшее повышение температуры и плотности в плазменном фокусе. Вследствие вязкости плазмы плазменный столб испытывает небольшое число (два—три) колебаний и разрушается из—за действия МГД—неустойчивости. При этом вследствие расширения горячего и плотного газа в окружающую плазму происходит его охлаждение.

Время жизни плотной плазмы в Z—пинче определяется «пролетным» временем ионов по радиусу разряда

$$\tau = R(kT/m_i)^{-1/2},$$

где R — радиус разряда, m_i — масса иона. Приведем еще некоторые соотношения и количественные результаты, описывающие лабораторный пинч—эффект. Они нам понадобятся ниже при определении соответствующих параметров в случае солнечных и звездных вспышек.

Как известно [30], тепловая энергия плазмы разряда на единицу длины находится по формуле

$$W = 7 \cdot 10^9 / I^2. \quad (3)$$

С помощью (3) и соотношения Беннета (1) можно получить формулу для температуры плазменного столба в зависимости от тепловой энергии разряда E (в эргах):

$$T = 2.29 \cdot 10^8 E / n_e V_o, \quad (4)$$

где n_e — концентрация электронов в столбе, V_o — объем плазменного столба.

В результате решения двумерных МГД—уравнений в работе [29] получены следующие значения для безразмерных величин, характеризующих процесс первого сжатия. Время сжатия $\tau_c = t/t_o = 1.12$, где $t_o = R_o \sqrt{\rho_o / P_o}$; R_o — начальный радиус столба; ρ_o и P_o — начальные плотность и давление сжимающейся плазмы. Минимальный радиус столба $R_c = R_{min} / R_o$ равен $1.5 \cdot 10^{-2}$. При максимальном сжатии ионная температура вблизи оси столба $kT_c^{(i)} = kT_{max}^{(i)} \rho_o / m_i P_o$ составляет 3.4. Наконец, максимальная плотность в центральной области разряда $\rho_c = \rho_{max} / \rho_o = 100$. В используемой модели принималось, что сила тока постоянна по сечению пинча, а проводимость среды σ велика. Для солнечной хромосферной плазмы $\sigma \sim 10^{13} \text{сек}^{-1}$, поэтому последнее условие выполняется достаточно хорошо. Кроме того, поскольку длины свободного пробега ионов и электронов l_i, l_e гораздо меньше характерных начальных размеров столба $R_o \sim 5 \cdot 10^8 \text{см}$, то МГД—приближение применимо для активных областей Солнца и звезд.

Перейдем к оценке параметров разряда в солнечных активных областях на основе модели пинча, предложенной в [29]. Рассмотрим для этого солнечные вспышки с энергиями $E_j = 10^{31} \div 10^{32}$ эрг. В качестве начальных условий выберем: длина столба $h \sim 10^9 \text{см}$, $R_o \sim 5 \cdot 10^8 \text{см}$, $\rho_o \sim 10^{-12} \text{г/см}^3$, то есть значения, обычно принимаемые для верхней хромосферы. При указанных значениях параметров E_j и h сила линейного тока, протекающего в хромосфере, согласно (3), оказывается равной $I \sim 1 \div 3 \cdot 10^6 \text{МА}$. Такие значения I соответствуют напряженности магнитного поля $H \sim 0.5 \text{кГс}$.

Используя численную модель пинча, для характеристик плазменного столба получаем: время сжатия $t \sim 10 \div 20 \text{с}$ (эти значения хорошо согласуются с временами нарастания блеска до максимума вспышки), $R_{min} \sim 4 \cdot 10^7 \text{см}$, $\rho_{max} \sim 10^{-10} \text{г/см}^3$, $kT_{max}^{(i)} \sim 10 \text{кэВ}$. Последнюю оценку можно получить и с помощью формулы (1). Столь высокие значения $kT_{max}^{(i)}$ в центральных областях пинча позволяют объяснить возникновение тепловой составляющей рентгеновского излучения в области нескольких кэВ и интенсивности рентгеновских линий ионов Fe XXIV и Fe XXV. Если предположить, что излучение в мягком рентгене (характерное значение

наблюдаемой меры эмиссии $n^2 V \sim 10^{48} \text{см}^{-3}$) и в рентгеновских линиях формируется в одной и той же области и обусловлено плазменным столбом, то, принимая $kT_e = 2.2 \text{кэВ}$, $n_e \tau \leq 10^{12} \text{см}^{-3} \text{с}$ [31], где τ — время излучения в линиях, можно получить следующую верхнюю оценку для τ : $\tau \leq 10^{-12} \sqrt{V}$ (V — объем излучающей области). При $V = V_0$ указанное неравенство дает $\tau \leq 1 \text{с}$. Теоретическая оценка величины τ может быть получена из формулы (2). При значениях параметров плазменного столба, найденных на основе численной модели, имеем $\tau \sim 0.5 \text{с}$, что согласуется с полученной выше наблюдательной оценкой.

Приведенные здесь количественные оценки не дают полного представления о плазменном фокусе. Дело в том, что в процессе сжатия столба возникают нелинейные эффекты, выражающиеся в образовании перетяжек. Это приводит к уменьшению погонного числа частиц N_l в $10-100$ раз. В таком случае длины и времена свободного пробега ионного и электронного компонентов l_i, l_e, τ_i, τ_e оказываются одного порядка, соответственно, с характерным размером и временем жизни столба. Действительно, при найденных значениях параметров столба $l_i \approx l_e = (kT_i)^2 / n_e e^4 = 3 \cdot 10^7 \text{см}$ и $\tau_i = (kT_i)^{3/2} \sqrt{m_i / n_e e^4} \approx 0.2 \text{с}$. Это означает (в особенности при больших I_0), что следует обратиться к негидродинамической модели пинча [32].

Потери энергии разряда на теплопроводность и тормозное излучение охлаждают плазму, нарушая тем самым баланс между плазменным и магнитным давлением. При этом происходит дальнейшее сжатие перетяжек (радиационный коллапс), что, в свою очередь, приводит к образованию плотных и горячих ядер (микропинчей) вдоль плазменного столба и его сравнительно разреженной и холодной короны. На основе негидродинамической модели плазменного фокуса при заданных начальных условиях I_0, R_0, ρ_0 можно получить оценки для различных параметров микропинчей и короны. В нашем случае

$$R_{mp} \approx 5 \cdot 10^3 \text{см}, n_{mp} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}, kT_{mp} \approx 100 \text{кэВ}, h_{mp} \approx 10^7 \text{см}$$

$$\text{и } R_{cor} \approx 4 \cdot 10^7 \text{см}, n_{cor} \approx 10^{14} \text{см}^{-3}, kT_{cor} \approx 10 \text{кэВ}.$$

Время жизни микропинчей τ_{mp} можно оценить как с помощью соотношения $\tau = 10R/V_s$ [28], где V_s — скорость звука, так и из неравенства $n_{mp} \tau_{mp} \geq n_{cor} \tau_{cor}$, если положить $\tau_{cor} \approx \tau$. Оно оказывается порядка 10^{-2}с . Такие значения τ_{mp} и T_{mp} позволяют объяснить микропинчами наблюдаемую тонкую структуру жесткого рентгена и γ — излучения солнечных вспышек, характеризующуюся длительностью субимпульсов $\sim 10^{-2} \text{с}$ [12].

Что касается нетеплового рентгена и ультрафиолетового излучения,

то оно, надо полагать, имеет вторичную природу, связанную с разлетом плазмы разряда в окружающую среду и результатом взаимодействия ускоренных при разлете частиц с атмосферой звезды.

Представляет большой интерес процесс пинчевания плазмы в связи с образованием энергетичных частиц. Генерация протонов и электронов высокой энергии за характерные времена сжатия может происходить в результате последовательных столкновений со сходящейся токовой оболочкой пинча. Наряду с этим за те же времена ускоряются и тяжелые частицы. Одновременность ускорения различных частиц подтверждается данными наблюдений [33]. Механизмы генерации энергетичных частиц в пинче достаточно хорошо изучены (см., например, [34, 35]).

Как уже отмечалось в первом разделе, пинчевый разряд является источником нейтронного излучения за счет протекания термоядерных реакций. Найденные нами параметры пинча дают возможность оценить выход нейтронов, образуемых при слиянии ядер дейтерия. Согласно [28], выход нейтронов при температурах ~ 10 кэВ определяется формулой

$$W_n = 0.1 \alpha I^3 h \sqrt{n_D},$$

где n_D — концентрация ядер дейтерия; $\alpha = 10 \div 100$ — безразмерный параметр. При следующих значениях параметров плазменного столба $I = 4 \cdot 10^6$ МА, $kT_i = 10$ кэВ, $n_D = 5 \cdot 10^{-4}$ см $^{-3}$, $h \sim 10^9$ см получаем $W_n = 10^{24}$ нейтронов на один разряд, причем время генерации нейтронного излучения составляет $\tau = 10^{-8} h T_i^{5/4} \sim 7$ мин. Это находится в согласии с данными наблюдений, приведенными в [12]. Зная величину нейтронного потока, образующегося при вспышке, нетрудно оценить и верхнюю границу потока γ — фотонов с энергией 2.23 МэВ. Согласно [12], при солнечных вспышках поток фотонов в окрестности указанной линии вблизи Земли составляет примерно 0.8 ф/см 2 сМэВ. В областях плотных ядер пинча при $kT \sim 100$ кэВ и $n_n \leq 10^{13}$ см $^{-3}$ скорость pr реакции составляет $\sim 10^{19}$ см $^{-3}$ с $^{-1}$. Получаемая при этом величина потока не противоречит наблюдениям. Образование высокоэнергетичных нейтронов, регистрируемых в течение солнечных вспышек, может быть связано высокоэнергетичным дейтоном, ускоренным, например, при разлете плазмы, образующейся в перетяжках. Другие мишенные механизмы генерации нейтронов, такие, как pp и pa реакции, подробно рассмотрены в работе [12].

Атмосферы звезд типа Т Тау по сравнению с солнечной атмосферой обогащены легкими элементами, в частности ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ [36]. Обычно для объяснения наблюдаемых обилий обращаются к рассмотрению реакций скалывания, то есть расщепления ядер группы С, N, O протонами. Однако в области температур $kT \sim 1$ МэВ вклад этих процессов оказывается меньше

вклада реакций слияния ${}^4\text{He}$. При этом механизм скалывания может объяснить, в основном, лишь генерацию ядер ${}^6\text{Li}$. Поскольку последние при высоких температурах сильно разрушаются, то отношение обилий ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ должно быть больше единицы. В условиях же солнечных вспышек ($E_f \sim 10^{32}$ эрг) температуры $kT \sim 10 \div 100$ кэВ недостаточны для обеспечения заметного обогащения ядрами ${}^7\text{Li}$, тогда как эффективнее генерируется ${}^6\text{Li}$. Поэтому для солнечной атмосферы отношение ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ должно быть меньше единицы. С увеличением энергетики вспышек, в плотных ядрах пинчевого разряда $kT \sim 1$ МэВ выход реакций ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Li} ({}^7\text{Be}) + p(n)$ составляет $6.5 \cdot 10^{24}$ яд/с. В то же время обратная реакция выгорания ${}^7\text{Li} ({}^7\text{Be})$ имеет незначительный выход вследствие ничтожно малого содержания этих элементов в атмосфере. Проникновение энергетичеких частиц в фотосферу, их термализация и конвективные процессы должны приводить в таком случае к их накоплению. Принимая объем фотосферы $\sim 10^{28}$ см³, получим, что одна вспышка приводит к увеличению концентрации ${}^7\text{Li}$ в фотосфере на $3 \cdot 10^{-4}$ яд/см³. Поскольку средняя частота мощных вспышек составляет 1—2 вспышки/день, то полное число вспышек за время существования звезды ($\sim 10^8$ лет) приводит к нижней границе ${}^7\text{Li}/\text{H} \sim 10^{-6}$, что на три порядка выше солнечной распространенности этих ядер. Такое обилие соответствует данным о присутствии в спектрах звезд заметной резонансной линии Li λ 6707 Å и определяемым по ней обилиям [36].

4. *О генерации пинчевого разряда в атмосферах звезд.* Образование линейного Z—пинча, по—видимому, может быть связано со всплытием сильных локальных магнитных полей из фотосферных слоев. Обнаружение на звездах типа UV Cet мощной пятнообразовательной деятельности и сильных магнитных полей порядка нескольких килогаусс дает возможность описать вероятную картину формирования пинчевой конфигурации.

Если какой—либо участок магнитной трубки в конвективной зоне всплывает несколько быстрее, чем остальные ее части, то это приводит к растяжению трубки и образованию арки. Неравномерное всплытие магнитной трубки вызывает в гравитационном поле перераспределение плотности плазмы в ней. В верхних областях арки плотность становится меньше плотности окружающей ее среды. В результате для арочных областей появляется выталкивающая сила, которая приводит к дополнительному продольному растяжению магнитной трубки, что, в свою очередь, увеличивает энергию магнитного поля в трубке и повышает $\beta^{-1} = H^2/8\pi kT$. При сближении конфигурации из двух трубок с противоположным продольным полем механизм пересоединения магнитных силовых линий приводит

к формированию замкнутых тороидальных силовых трубок, «очищенных» от вещества с $\beta^{-1} \geq 1$, характеризующихся высокими альфвеновскими скоростями $V_A = H/\sqrt{4\pi}$. Это, в свою очередь, должно привести к быстрому сжатию плазмы тора со скоростью V_A и образованию пинчевого столба. Более детальное описание предварительной феноменологической модели вспышки нуждается в численном расчете, который будет выполнен в дальнейшем.

В заключение приведем некоторые соображения относительно самого понятия вспышки. Тщательное и комплексное изучение наблюдательных данных об активных процессах на звездах указывает на сложность и многообразие вспышечного явления. Те проявления процесса, которые удается прояснить рассмотренным здесь пинчевым механизмом, происходят во внешних слоях атмосфер активных звезд и характеризуют то, что принято называть вспышкой. Вместе с тем, не исключено, что «поверхностная» вспышка может быть индуцирована локальным энерговыделением в нижних слоях атмосферы звезды, то есть гидромагнитный процесс, вызывающий вспышку, может носить вынужденный характер. По крайней мере, основанием для такого предположения может служить рассмотрение физических характеристик «предвестников» мощных солнечных вспышек, подозреваемая связь вспышечных событий на Солнце с появлением аномального нейтринного потока (в три раза большего фонового) [37]. Более того, оценки показывают, что имея источник первичного энерговыделения в нижних слоях (с чем можно связать явление «предвестника»), за счет расширения горячей плазмы со звуковой скоростью в верхние слои атмосферы можно обеспечить быстрый вынос больших магнитных потоков и эффективное «очищение» магнитного поля от плазмы (увеличение β^{-1}), тем более, что не существует никаких наблюдательных свидетельств накопления магнитной энергии в корональных слоях [38].

Авторы выражают глубокую признательность академику В.А. Амбарцумяну, Г.А. Арутюняну, В.В. Вихреву и М.А. Лившицу за обсуждение и полезные советы, стимулирующие работу.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE LINEAR Z—PINCH AND STELLAR FLARE PHENOMENA

V.S.HAYRAPETIAN, A.G.NIKOGHOSSIAN

On the basis of qualitative and quantitative comparison of results of plasma experiments with stellar flare observational data a conclusion on the possibility of interpretation of flare phenomena by pinch effect is made.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.И.Сыроватский, Тр. Физ. ин—та АН СССР, 110, 5, 1979.
2. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 13, 1, 1954.
3. М.М.Кацова, А.Г.Косовичев, М.А.Лившиц, Астрофизика, 17, 283, 1981.
4. D.I.Mullan, Astrophys.J., 187, 621, 1974.
5. Р.Е.Гершберг, Астрофизика, 13, 553, 1977.
6. Р.Е.Гершберг, Кинематика и физика небесных тел, 3, 3, 1987.
7. А.Б.Северный, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 20, 22, 1958.
8. А.Б.Северный, В.П.Шабанский, Астрон.ж., 37, 609, 1960.
9. С.И.Сыроватский, Астрон.ж., 39, 987, 1962.
10. В.Н.Абраменко, С.Н.Гопасюк, Тр. ежегодн. семинара «Проблемы солнечных вспышек», М., 1986, стр. 32.
11. С.Н.Гопасюк, Л.Ф.Лаварева, Тр. ежегодн. семинара «Проблемы солнечных вспышек», М., 1986, стр. 7.
12. Г.Е.Кочаров, Итоги науки и техн., ВИНТИ, Астрон., 43, 1987.
13. T.N.Lee, Astrophys.J., 190, 467, 1974.
14. H.L.L.van Paasen, R.H.Vandre, R.S.Write, Phys. Fluids, 13, 2606, 1970.
15. F.G.Jahoda, E.M.Little, W.E.Quinn, G.A.Sawyer, T.F.Stratton, Phys. Rev., 119, 843, 1960.
16. D.J.Johnson, J.Appl. Phys., 45, 1147, 1974.
17. О.Р.Шмелева, С.И.Сыроватский, Sol.Phys., 33, 341, 1973.
18. В.У.Сомов, С.И.Сыроватский, А.Р.Спектор, Sol. Phys., 73, 145, 1981.
19. «Солнечные вспышки», Наука, М., 1982.
20. Э.Я.Гольц, И.А.Житник, С.А.Мандельштам, Ю.В.Сидельников, Докл. АН СССР, 220, 560, 1975.
21. М.Р.Бедилов, В.М.Лихачев, Г.В.Михайлов, М.С.Рабинович, Тр. Физ. ин—та АН СССР, Физика плазмы, 32, 97, 1968.
22. Л.В.Мирвоян, Нестационарность и эволюция звезд, Изд—во АН Арм. ССР, Ереван, 1981.
23. S.Cristaldi, M.Rodono, Proc. IAU Symp., № 67, 75, 1975.
24. Н.В.Филиппов, Физика плазмы, 9, 259, 1983.
25. H.Fisher, Appl. Phys. Lett., 40, 460, 1982.
26. A.Rerhard, J.P.Garconnelly, A.Jolas, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Pes. IAF, 2, 159, 1979.
27. Н.В.Филиппов, Физика плазмы, 4, 1364, 1978.
28. В.В.Вихрев, Физика плазмы, 12, 454, 1986.
29. В.Ф.Дьяченко, В.С.Имшенник, Вопросы теории плазмы, 8, 164, 1974.
30. В.В.Вихрев, С.Н.Брагинский, Вопросы теории плазмы, 10, 243, 1980.
31. С.А.Мандельштам, В сб. «Динамика токовых слоев и физика солнечной активности», М., 1982, стр. 74.

32. В.С.Имшенник, В сб. «Динамика токовых слоев и физика солнечной активности», М., 1982, стр.186.
33. Н.Ф.Лисаренко, Исследования солнечной активности и космическая система «Прогноз», Наука, М., 1984, стр.118.
34. К.Г.Гуреев, Ж.техн.физ., 50, 327, 1980.
35. V.Kondoh, K.Higano, *Phys.Fluids*, 21, 1617, 1978.
36. W.K.Bonsak, J.L.Greenstein, *Astrophys.J.*, 131, 83, 1960.
37. Г.А.Бавилевская, А.М.—А.Мухамеджанов, С.Н.Никольский, Ю.Н.Стойков, Т.Н.Чарахчян, *Ядерн.физ.*, 39, 856, 1984.
38. C.Sawyer, J.W.Warwick, J.T.Dennett, *Solar flare prediction*, Boulder, Colorado Ass.Univ.press, 1986.