

О ПРОБЛЕМАХ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА СОЛНЦЕ

А.В. Степанов, А.Д. Шрамко

(Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН)

Изложены актуальные проблемы ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках. Рассмотрены механизмы ускорения частиц, особенности их распространения и излучения. Пути решения указанных проблем иллюстрируются на примере корональных магнитных арок – фундаментальной структуры атмосферы Солнца.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, ускорение частиц.

Введение

Среди современных задач физики Солнца: происхождения магнитного поля, природы вспышек, механизмов нагрева короны, выбросов корональной массы, особое место занимает выяснение природы ускорения заряженных частиц. При солнечных вспышках работают мощные ускорители: в электронах с энергией 20 – 100 кэВ содержится до 50% энергии вспышки, $\sim 10^{31}$ – 10^{32} эрг. Основная часть электронов и ионов ускоряется до энергий 100 кэВ и 100 МэВ соответственно и вызывает жесткое рентгеновское излучение и гамма-излучение в линиях [1]. Ускоренные частицы, вторгаясь в хромосферу, настолько нагревают её, что возникают ударные волны, вызывающие «солнцетрясение» [2]. Часть энергичных частиц попадает на открытые конфигурации магнитного поля и выходит в межпланетное пространство.

Кроме того, гамма-излучение в континууме и наблюдаемое иногда излучение от нейтральных пионов свидетельствуют о том, что энергия электронов и ионов во вспышках может достигать 10 МэВ и 1 ГэВ соответственно. Из характеристик жесткого рентгеновского излучения, генерируемого в хромосфере при тормозном излучении быстрых электронов (модель толстой мишени), следует, что вспышка должна продуцировать в секунду около 10^{37} электронов с энергией >20 кэВ в течение 100 с [1]. Это означает, что скорость выделения энергии в виде ускоренных электронов составляет величину $\approx 3 \cdot 10^{29}$ эрг/с в течение 100 с, что соответствует полной энергии электронов $E_e(>20 \text{ кэВ}) \approx 3 \cdot 10^{31}$ эрг при общем количестве ускоренных электронов $N_e(>20 \text{ кэВ}) \approx 10^{39}$ эл. Требования к темпу ускорения снижаются в гибридной (тепловой/нетепловой – T/NT) модели [3], которая предполагает, что спектр рентгеновского излучения с энергиями <30 кэВ обусловлен излучением горячей ($\sim 3 \cdot 10^7$ К) плазмы, а излучение с большими энергиями генерируется быстрыми электронами. В этом случае скорость продуцирования электронов с энергиями >20 кэВ уменьшается до $2 \cdot 10^{35}$ эл/с и при длительности вспышки 100 с получаем $N_e(>20 \text{ кэВ}) \approx 2 \cdot 10^{37}$ эл и $E_e(>20 \text{ кэВ}) \approx 6 \cdot 10^{29}$ эрг.

В настоящей работе рассматриваются актуальные проблемы ускорения заряженных частиц в атмосфере Солнца: определение механизмов ускорения заряженных частиц; инжекция частиц в режим ускорения; аномально большой электрический ток ускоренных электронов (парадокс Колгейта). Анализируется также роль плазменной турбулентности в распространении ускоренных частиц и в формировании их спектров. Пути решения указанных проблем иллюстрируются на примере корональных магнитных арок – фундаментальной структуры атмосферы Солнца. Кратко обсуждаются задачи космических обсерваторий, направленные на понимание природы ускорения частиц на Солнце.

Механизмы ускорения

Для объяснения генерации быстрых частиц во вспышках привлекаются практически все известные в астрофизике механизмы ускорения: Ферми первого и второго рода, ускорение ударными волнами, ускорение в электрических полях, бетатронное ускорение, магнитная накачка [4]. Стохастическое ускорение волнами (механизм Ферми второго рода) требует достаточно большого уровня турбулентности в значительном объеме. Весьма популярный механизм ускорения в коллапсирующей магнитной арке (ловушке с магнитными «пробками»), при котором действует комбинация механизмов Ферми первого рода, бетатронного и в ударных волнах [5], обеспечивает лишь нижний порог по темпу ускорения электронов до энергий 20 – 100 кэВ (10^{28} – 10^{29} эл/с) [6]. Однако в большинстве вспышек он выше на 5 – 7 порядков. Кроме того, современные наблюдения космических обсерваторий TRACE и RHESSI [7] свидетельствуют о том, что основное ускорение происходит до образования каспа, формирование которого необходимо в модели коллапсирующей арки. Влахос [8] предположил, что частицы ускоряются в результате миллионов микровспышек, однако для наблюдаемого темпа ускорения необходимо обеспечить высокую степень когерентности таких микровспышек.

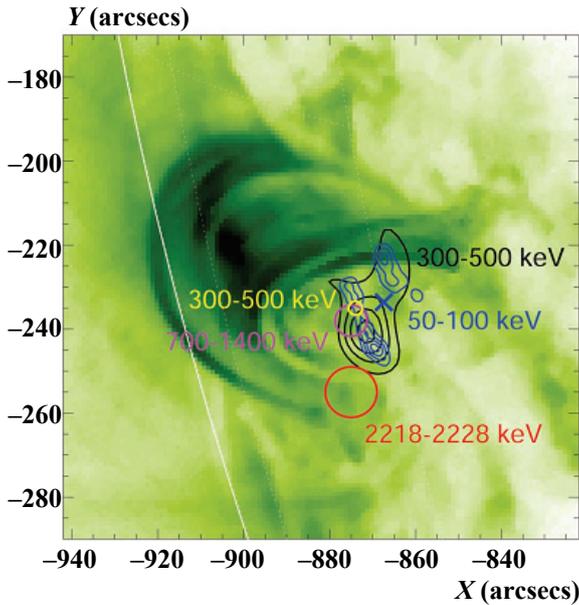


Рис. 1. Изображение вспышки 23 июля 2002 г., полученное на космических обсерваториях RHESSI и TRACE [10]. Источники жёсткого рентгеновского излучения 50 – 1400 кэВ (высокое разрешение), генерируемого ускоренными электронами в основаниях арки, и гамма-излучения в линиях 2,2 МэВ (низкое разрешение), генерируемого ускоренными ионами, пространственно разнесены. Ионы и электроны движутся в противоположных направлениях и бомбардируют толстые мишени в разных основаниях корональной магнитной арки

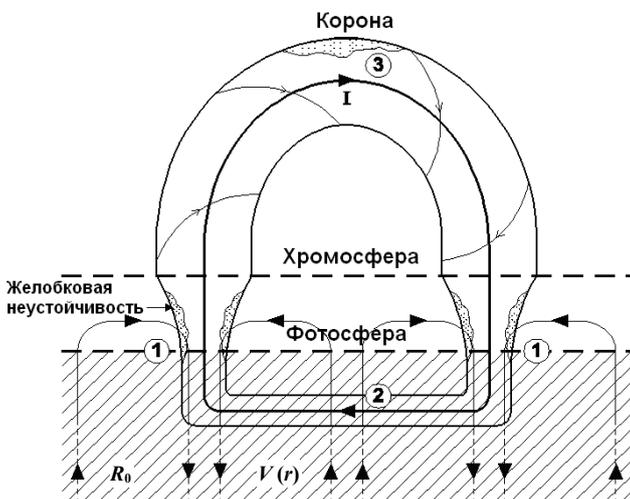


Рис.2. Схема корональной магнитной петли, сформированной сходящимися конвективными потоками фотосферной плазмы. Область 1 расположена в фотосфере, где происходит генерация магнитного поля и согласованного с ним электрического тока; ток, текущий в арке, замыкается под фотосферой в области 2; область 3 – корональная часть арки. Масштаб ячейки супергрануляции $R_0 \approx 30\ 000$ км. Плотная плазма хромосферы или протуберанца внедряется в арку вследствие желобковой неустойчивости

Магнитная накачка [9] требует эффективного механизма рассеяния частиц по питч-углу.

Наиболее прямой путь для ускорения частиц – ускорение в квазистационарных электрических полях. Особенность этого механизма состоит в том, что электроны и ионы ускоряются в противоположных направлениях. В пользу этого свидетельствуют одновременные наблюдения жёсткого рентгеновского и гамма-излучения в линиях, пример которых приведен на рис. 1. Ускоренные во вспышечной арке электроны, распространяясь к хромосфере, вызывают жёсткое рентгеновское излучение в одном основании арки, а в другом основании энергичные ионы генерируют гамма-излучение. Такое пространственное несовпадение источников, на величину ~ 20 угл. с, явилось сюрпризом для астрономов. Указания на ускорение в электрических полях следуют и из наблюдений линейной поляризации жёсткого рентгеновского излучения на аппарате «КОРОНАС-Ф».

Из наблюдений следует, что типичная структура развитой вспышки состоит, как правило, из нескольких корональных магнитных арок (петель). Менее мощные вспышки часто представляют собой одиночную арку. Рассмотрим ускорение электронов электрическими полями, возникающими вследствие конвективных движений фотосферной плазмы в основаниях корональной магнитной петли, предполагая, разумеется, что в солнечной короне возможны и другие механизмы ускорения. Крупномасштабные электрические поля E в корональных магнитных петлях возникают, когда основания петли находятся в узлах нескольких ячеек супергрануляции (рис. 2). В этом случае сходящиеся конвективные потоки плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют электрическое поле разделения зарядов, которое при определенных условиях может эффективно ускорять частицы. Корональная петля с электрическим током $I \sim 10^{11} - 3 \cdot 10^{12}$ А и индуктивностью $L \sim 1 - 10$ Гн может содержать достаточно большой запас энергии $LI^2 \sim 10^{22} - 10^{26}$ Дж и обеспечить энерговыделение мощной вспышки [11]. Эта энергия сосредоточена в виде непотенциальной части магнитного поля, возникающего из-за текущего вдоль петли электрического тока, генерируемого фотосферной конвекцией.

Ускорять частицы будет только проекция электрического поля на магнитное $E_{\parallel} = EB/B$. Если величина E_{\parallel} меньше поля Драйзера $E_D = e\Lambda\omega_p^2/V_T^2$, то в ускорительный процесс (убегание) включаются электроны со скоростями $V > (E_D/E_{\parallel})^{1/2}V_T$, где V_T – тепловая скорость электронов; Λ – кулоновский логарифм; ω_p – ленгмюровская частота. Кинетическая теория

приводит к следующему выражению для скорости продуцирования убегающих электронов [12]:

$$\dot{N}_e = 0,35n v_{ei} V_a x^{3/8} \exp\left[-\sqrt{2x} - x/4\right],$$

где $x = E_D/E_{||}$; V_a – объём области ускорения; $v_{ei} = (5,5n\Lambda)/T^{3/2}$ – эффективная частота электронно-ионных столкновений; n – концентрация электронов в плазме; T – температура; Λ – кулоновский логарифм. В корональной части магнитной петли, даже с достаточно большими значениями электрического тока $I = 10^{12}$ А и с типичными параметрами $n = 10^{10}$ см⁻³, полутолщиной $a = 5 \cdot 10^8$ см и температурой $T = 10^6 - 10^7$ К, электрическое поле, обусловленное конечной проводимостью плазмы, весьма мало, чтобы вызвать сколько-нибудь заметное ускорение ($x = E_D/E_{||} > 200$). Наибольшие электрические поля генерируются в основаниях магнитной петли, где возникает эффективное разделение зарядов, вызванное конвективным потоком фотосферного вещества внутрь трубки и различной замагниченностью электронов и ионов. В вертикальной цилиндрической трубке с радиальным сходящимся течением плазмы, которой мы будем аппроксимировать ту часть реальной трубки, которая расположена вблизи фотосферных оснований, имеется только радиальная составляющая электрического поля разделения зарядов. Эта компонента оказывается перпендикулярной магнитному полю трубки (B_ϕ, B_z), поэтому в стационарных условиях ускорение полем разделения зарядов отсутствует. Ускорение возникает, когда магнитное поле трубки деформируется таким образом, что появляется, например, радиальная компонента магнитного поля B_r . В этом случае проекция электрического поля на направление магнитного поля равна [11]:

$$E_{||} = \frac{1-F}{2-F} \frac{\sigma V_r B^2}{enc^2(1+\alpha B^2)} \frac{B_r}{B}.$$

Здесь радиальная составляющая магнитного поля $B_r \ll B$; F – относительная плотность нейтралов; $\sigma = e^2 n / m_e (v_{ei} + v_{ea})$ – кулоновская проводимость; $\alpha = \sigma F^2 / (2 - F) c^2 n m_i v_{jk}$; v_{jk} – эффективная частота столкновений частицы сорта j с частицей сорта k ; V_r – радиальная составляющая скорости конвективного движения плазмы в основании петли. Ускорение частиц, связанное с полем разделения зарядов, может возникать, например, при развитии желобковой неустойчивости в основании магнитной трубки, когда вторгающийся в токовый канал язык плазмы

со скоростью V_r неоднороден по высоте. Оценки показывают, что при $B_r \approx 0,1B$ ускоряющее поле может достигать и даже превышать величину поля Драйзера. При этом все электроны включаются в режим убегания, а электрическое поле достигает значения $E_{||} = 10$ В/см. Это даёт возможность частицам на масштабе $\sim 10^8$ см набрать предельно большую энергию ~ 1 ГэВ. Особенности ускорения электронов в супердрайзеровских электрических полях токовых слоёв рассматривал Литвиненко [13].

Экстремальные электрические поля возникают при максимально возможных магнитных полях $\sim 10^3$ Гс, что реализуется далеко не во всяких вспышках. Однако это демонстрирует возможности токонесущих магнитных арок эффективно ускорять частицы. При ускорении в хромосферных основаниях арки скорость продуцирования энергичных электронов будет превышать 10^{35} эл/с, что достаточно для гибридной (T/NT) модели, если принять плотность плазмы в области ускорения $n = 10^{11}$ см⁻³, радиус трубки $a = 10^8$ см, $T = 10^5$ К и размер области ускорения по высоте $h = 10^8$ см. При этом $x = E_D/E_{||} = 26$, $E_{||} = 2 \cdot 10^3$ В/см, а энергия основной части ускоренных электронов составит 200 кэВ [14].

Отметим, что ускорение в электрических полях присуще не только корональным токонесущим аркам и процессам «пересоединения» магнитных силовых линий, но и при генерации крупномасштабных альфвеновских волн в корональной петле [15].

Инжекция частиц в режим ускорения

Для обеспечения наблюдаемого при вспышках количества быстрых электронов ($\geq 10^{37}$) в режим ускорения должно инжектироваться достаточно большое число частиц. Общее количество частиц в типичной вспышечной петле с плотностью плазмы 10^{10} см⁻³, площадью поперечного сечения 10^{18} см² и длиной $(1 - 5)10^9$ см составляет $(1 - 5)10^{37}$ эл. Любой разумный механизм ускоряет лишь незначительную долю частиц, поэтому полученное число электронов в корональной арке недостаточно для обеспечения ускорения даже в благоприятном случае гибридной модели ($\sim 10^{37}$ эл). В связи с этим возникает *проблема инжекции частиц в режим ускорения*.

В магнитной арке имеются два источника, которые могут обеспечить необходимое количество частиц. Во-первых, это части арки вблизи её оснований, находящихся в хромосфере. В хромосферной части в столбе от температурного минимума до переходной области между хромосферой и короной содержится около $5 \cdot 10^{40}$ частиц, если площадь сечения петли в этой области $\sim 10^{18}$ см². Если ускорение происходит в хромосферной части пет-

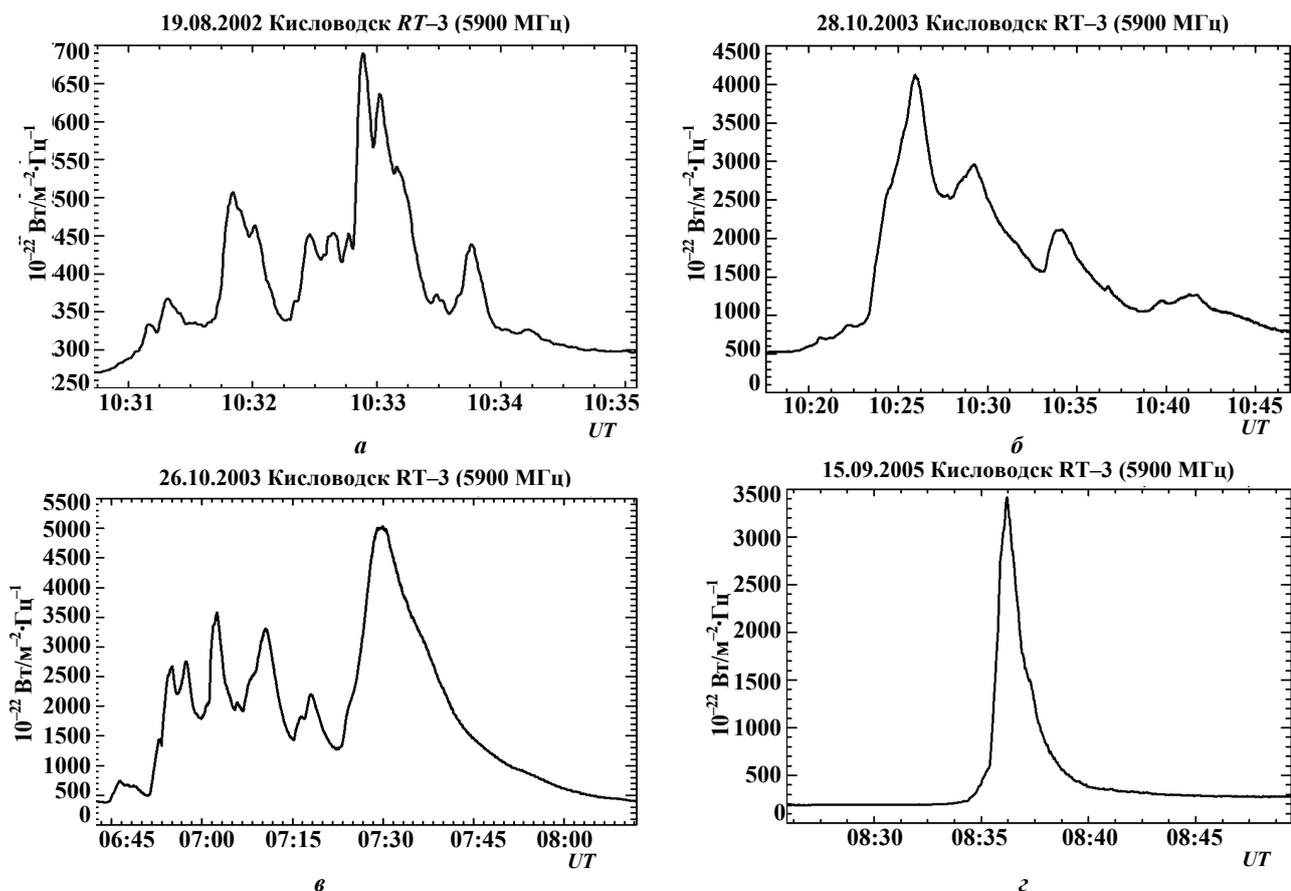


Рис. 3. Временные профили микроволнового излучения солнечных вспышек на частоте 5,9 ГГц. Амплитуда всплесков указана в солнечных единицах потока (10^{-22} Вт/м²·Гц⁻¹), UT – мировое время

ли, то указанного количества частиц вполне достаточно, чтобы обеспечить инжекцию в режим ускорения необходимого количества электронов. Вторая возможность обогащения вспышечной магнитной петли частицами возникает при ее взаимодействии с протуберанцем (см. рис. 2). Вспышка может инициироваться баллонной модой желобковой неустойчивости, развивающейся в вершине арки и приводящей к проникновению в токовый канал арки плотной плазмы протуберанца. Число частиц, поставляемых протуберанцем за время вспышки $t_f \sim 100$ с можно оценить как $N \approx 2\pi\Delta n_p V_p t_f$, где Δ – толщина «языка» протуберанца, проникающего в токовый канал; $\Delta \approx a \approx 10^8$ см – полутолщина петли; $n_p \approx 10^{12}$ см⁻³ – концентрация плазмы в протуберанце; $V_p \approx V_{ti} \approx 10^6$ см/с – характерная скорость втекания плазмы в токовый канал петли, приблизительно равная тепловой скорости ионов при температуре вещества протуберанца $\sim 5 \cdot 10^4$ К. При указанных значениях параметров получаем $N \approx 3 \cdot 10^{38}$ эл. Эта величина на порядок превышает значение, требуемое для гибридной (T/N) модели, однако в несколько раз меньше того, что требует нетепловая модель толстой мишени. Отсюда следует, что для обес-

печения потребности ускорительных механизмов в частицах при наиболее мощных вспышках предпочтительным вариантом локализации области ускорения является хромосферная часть корональной арки. Для вспышек с умеренным энерговыделением область ускорения может располагаться вблизи вершины арки, где необходимый запас частиц обеспечивается потоком плазмы из протуберанца. «Языки» плотной частично ионизованной плазмы обеспечивают нестационарность, необходимую для создания сопротивления Каулинга $R_c \approx 10^{-2}$ Ом, которое на 8 – 10 порядков выше классического (сопротивления Спитцера) [11]. Диссипация тока $I \approx 10^{11}$ А при таком высоком сопротивлении и приводит к вспышечному энерговыделению наблюдаемой мощности $RI^2 \approx 10^{20}$ Вт.

Заметим, что область ускорения вблизи вершины корональной арки обсуждается также в модели коллапсирующей магнитной ловушки [5, 6]. Эта модель, однако, обеспечивает лишь незначительный поток электронов в режим инжекции, так как высокотемпературный токовый слой, расположенный в вершине магнитной аркады, может инжектировать в режим ускорения не более $10^{28} - 10^{30}$ эл/с.

Динамика процесса ускорения частиц и радиоизлучение вспышек

Динамику баллонной неустойчивости, ответственной за вторжение плотной плазмы во вспышечную арку, т. е. за инжекцию частиц в режим ускорения, можно проследить на примере временных профилей радиоизлучения вспышек, генерируемого энергичными частицами [16] показали, что режимы баллонной неустойчивости отражаются в профилях микроволнового излучения. На рис. 3 приведены примеры характерных временных профилей микроволнового излучения вспышек, наблюдавшиеся в 2002 – 2005 гг. на Горной астрономической станции ГАО РАН близ Кисловодска. Уравнение, описывающее динамику проникновения плотного частично ионизованного «языка» плазмы в токнесущую арку, имеет вид [16]:

$$\frac{\partial^3 y}{\partial \tau^3} + \varepsilon_1 \frac{\partial^2 y}{\partial \tau^2} + (1 - 2\varepsilon\varepsilon_1 y) \frac{\partial y}{\partial \tau} = \varepsilon y^2.$$

Здесь безразмерный параметр y означает амплитуду плазменного «языка» при развитии баллонной неустойчивости; $\tau = t/t_A$; $t_A = a/2V_A$; $\varepsilon = t_c/t_A$; $\varepsilon_1 = \varepsilon/2(\gamma - 1)$; $t_c = 2F^2(\gamma - 1)(n + n_a)/nv_{ia}$; n_a – плотность нейтральных частиц; v_{ia} – частота соударений ионов с нейтрами; V_A – скорость Альфвена; $\gamma = c_p/c_v$. Параметр $\varepsilon = t_c/t_A$ определяет эффективность джоулева нагрева плазмы. Это нелинейное уравнение достаточно хорошо описывает разнообразные профили радиоизлучения вспышек. Так, если давление газа p в арке уменьшается от центра к периферии, но всё же достаточно высокое (плазменный параметр $\beta = 8\pi p/B^2 \sim 1$), то пульсации языка с периодом $T_p \approx \pi a/V_A \approx 10 - 300$ с сначала возрастают, а затем уменьшаются за характерное время $t_d \approx a/\varepsilon_1 V_A$. В хромосфере параметр, определяющий затухание МГД-осцилляций $\varepsilon_1 \ll 1$. Этот случай соответствует временным профилям излучения на рис. 3, а. Профиль на рис. 3, б, в котором первый импульс больше последующих, соответствует высокой амплитуде начального возмущения. В противоположном случае, когда газовое давление в арке уменьшается к её оси, возмущение «языка» и поток ускоренных частиц растёт экспоненциально со временем $t_e \approx a/y(0)\varepsilon V_A$. Если время затухания $t_d < t_e$, то пульсации начинаются перед основным пиком (рис. 3, в). В обратном случае пульсации следуют за взрывной фазой. Одиночный импульс (рис. 3, г) соответствует случаю, когда период пульсаций порядка времени затухания $T_p \sim t_d$.

Подобные особенности «кривых блеска» наблюдаются и в жестком рентгеновском излучении вспышек. По временным задержкам профилей радио и рентгеновского излучения можно получать информацию о динамике ускоренных частиц во вспышках [4].

Ток ускоренных электронов. Парадокс Колгейта

Второй проблемой ускорения частиц во вспышках является большой электрический ток ускоренных электронов и индуцированное этим током магнитное поле (*парадокс Колгейта*). В самом деле, так как ускорительный механизм производит в секунду $dN_e/dt \geq 10^{35}$ эл, то возникает электрический ток $I = e(dN_e/dt) \geq 10^{15}$ А. Протекая в магнитной петле с сечением $\sim 10^{18}$ см², этот ток должен индуцировать магнитное поле $B \geq 6 \cdot 10^6$ Гс, которое не наблюдается в корональных арках. Обсуждаются две возможности устранения такого противоречия. Первая предполагает филаментацию тока ускоренных электронов, т. е. разбиение токового канала на множество токовых нитей с противоположным направлением токов в соседних нитях, в результате чего общее магнитное поле токового канала не превышает наблюдаемую величину [17]. Не ясно, однако, каким образом в пучке ускоренных электронов могут возникнуть «нити» с противоположными направлениями токов. Другая возможность связана с образованием обратного тока в плазме [18]. Пусть пучок электронов с радиусом $r_0 < a$ инжектируется в плазму арки вдоль внешнего магнитного поля B_z . Тогда поле B_ϕ в каждой фиксированной точке плазмы будет изменяться со временем при прохождении переднего фронта потока. Изменение B_ϕ приводит к появлению на переднем фронте пучка электронов электрического поля E_z , которое действует на электроны плазмы так, что возникает ток, направленный против инжектируемого тока. Полный ток, следовательно, уменьшается до полной его компенсации. Закон Ленца позволяет пучку ускоренных электронов распространяться в плазме, не затрачивая энергию на модификацию магнитного поля.

Турбулентный режим распространения ускоренных частиц

Магнитное поле в основаниях корональной арки превышает его значение в вершине, поэтому арка представляет собой магнитную ловушку для заряженных частиц. Появление в арке ускоренных частиц приводит к формированию распределения «равновесная плазма + энергичные частицы с конусом потерь», которая неустойчива относительно

генерации волн различных типов. В самом деле, длина свободного пробега частиц фоновой плазмы с температурой $T = 10^6 - 10^7$ К существенно меньше размера арки, а энергичные электроны (≥ 30 кэВ) и ионы (≥ 1 МэВ) бесстолкновительные. Кроме того, гирорадиус энергичных частиц в магнитном поле порядка 100 Гс $r_c = V/\omega_c \leq 10$ см значительно меньше размера арки $l \sim 10^9 - 10^{10}$ см. В таких условиях ускоренные частицы с отношением компонентов импульсов $p_{\perp}/p_{\parallel} < (\xi - 1)^{-1/2}$, где $\xi = B_{\max}/B_{\min}$ – пробочное отношение; B_{\max} и B_{\min} – значения магнитных полей в основании и в вершине магнитной арки, не удерживаются магнитным полем арки и «высыпаются» в ее основания. Захваченные аркой частицы образуют, следовательно, «конус потерь» в пространстве импульсов, т. е. инверсную заселённость. Это приводит к генерации плазменных, с инкрементом $\gamma_p = A(n_1/n)\omega_p$, и свистов (вистлеров) с инкрементом $\gamma_w = A(n_1/n)\omega_c$. Здесь степень анизотропии $A \approx 1/\xi$; n_1/n – относительная плотность ускоренных частиц; ω_p и ω_c – соответственно плазменная и гирочастота электронов. Даже при $n_1/n \approx 10^{-5}$ и небольшой анизотропии $A \approx 10^{-2}$ в солнечной короне с $\omega_p \approx (5 - 10) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \geq \omega_c$ время развития неустойчивостей значительно меньше времени свободного распространения энергичных частиц по арке $\gamma^{-1} \ll l/V \approx 0,1 - 1$ с. Поэтому энергия ускоренных частиц расходуется на возбуждение волн, что приводит к ряду важных особенностей распространения частиц. Приведём примеры взаимодействия «волна-частица».

Во вспышке 28 августа 1999 г. [19] релятивистские электроны, генерирующие синхротронное излучение на частоте 17 ГГц, двигались вдоль корональной магнитной арки со скоростью в 30 раз меньшей скорости света (рис. 4). Это явление мож-

но объяснить в терминах сильной турбулентной диффузии, когда мощность ускорителя энергичных частиц $J > J_* = cB\xi/4\pi el \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [20]. Возбуждаемая потоком электронов низкочастотная свистовая турбулентность эффективно рассеивает релятивистские частицы по питч-углу. На переднем фронте потока частиц формируется турбулентная «стенка». В результате вместо свободного распространения электроны из-за аномальной (турбулентной) вязкости движутся со скоростью порядка фазовой скорости свистов $\approx 0,03$ с (линия «А» на рис. 4). Второй этап ускорения частиц был не столь мощным $J < J_*$, уровень волновой турбулентности низкий и частицы распространялись со скоростью света (линия «В» на рис. 4) [19].

Второй пример – отсутствие заметной ($< 0,07\%$) линейной поляризации в H_{α} излучении вспышек, генерируемого потоками энергичных протонов при торможении в хромосфере [22]. Наиболее вероятная причина этого явления – изотропизация из-за рассеяния на мелкомасштабных альфвеновских волнах, возбуждаемых на ионном циклотронном резонансе протонами с энергией ≤ 1 МэВ [22]. При этом протоны эффективно рассеиваются по питч-углу (сильная диффузия), если мощность ускорителя превышает пороговое значение $J_* = cB\xi/4\pi el \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ пр/см}^2 \cdot \text{с}$. Наблюдательные данные об энергичных частицах в солнечных вспышках подразумевают темп ускорения ~ 1 МэВ протонов порядка $(10^{33} - 10^{34}) \text{ пр/с}$ [1]. Полагая площадь области вторжения протонов в хромосферу $\sim 10^{18} \text{ см}^2$, находим поток $J \sim (10^{15} - 10^{16}) \text{ пр/см}^2 \cdot \text{с} \gg J_*$.

Режим сильной диффузии приводит также к временным задержкам гамма-излучения в линиях относительно жесткого рентгеновского излучения на 2 – 10 с при одновременном ускорении электронов и ионов в солнечных вспышках, поскольку

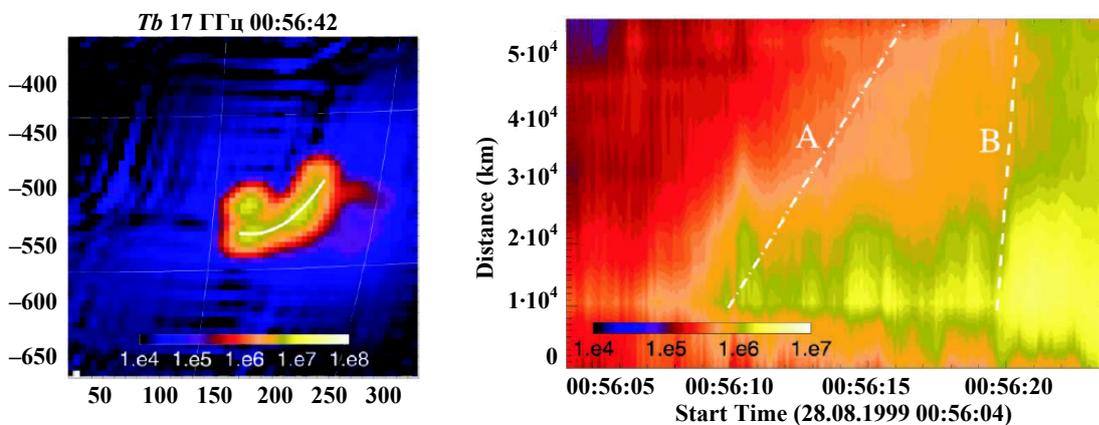


Рис. 4. Слева: изображение двух взаимодействующих вспышечных арк в событии 28 августа 1999 г., полученное на радиогелиографе Nobeyama (17 ГГц). Белой линией отмечена траектория релятивистских электронов. Координаты даны в угловых секундах. Справа: линия «А» указывает на распространение частиц вдоль арки ($l = 40\,000$ км) со скоростью $c/30$, линия «В» – со скоростью света [19]

скорость фронта мелкомасштабной альфвеновской турбулентности, создаваемого энергичными ионами, на порядок меньше скорости турбулентной «стенки» свистов, создаваемой быстрыми электронами [23]. Особенностью сильной диффузии для энергичных протонов является совпадение спектра протонов в арке со спектром в источнике ускорения. Спектр электронов в арке, однако, становится жестче по сравнению со спектром ускоренных электронов в источнике [23].

Заключение

При солнечных вспышках действуют различные механизмы ускорения заряженных частиц, но ускорение в квазистационарных электрических полях является, вероятно всего, наиболее эффективным механизмом. При этом независимо от механизма ускорения необходима дополнительная инжекция частиц в режим ускорения, обеспечивающая наблюдаемое число высокоэнергичных частиц. Источником инжектируемой плотной плазмы может быть вещество хромосферы у оснований вспышечных петель, либо вещество расположенного над аркой протуберанца, проникающее в арку при развитии баллонной неустойчивости. Баллонная мода желобковой неустойчивости может быть не только триггером вспышки и инжектором частиц в режим ускорения, но и ответственной за образование каспов (шлемовидных структур) корональных арок и выбросы высокоэнергичных частиц и коронального вещества (СМЕ) [24]. Поэтому исследование кривых блеска радио и жесткого рентгеновского излучения важно для понимания физики баллонной моды на Солнце.

Парадокс Колгейта, т. е. чрезвычайно высокое значение магнитного поля $B \geq 6 \cdot 10^6$ Гс, генерируемое ускоренными электронами, устраняется законом Ленца, который позволяет пучку энергичных электронов распространяться в плазме, не затрачивая энергию на модификацию магнитного поля.

Важным эффектом в процессах распространения и динамики энергичных электронов и ионов во вспышках является взаимодействие «волна-частица». Такое взаимодействие приводит к модификации спектров ускоренных частиц, меняет скорость их распространения, является причиной наблюдаемых временных задержек гамма-излучения относительно рентгеновского.

Для понимания природы ускорения частиц необходимы многоволновые исследования процессов энерговыделения на Солнце, как с помощью наземных телескопов, так и космических обсерваторий. При этом особое значение имеют внеатмо-

сферные наблюдения вспышек в диапазонах, недоступных наземным наблюдателям. До настоящего времени неясно, в каких вспышках наблюдается пространственное разделение источников рентгеновского и гамма-излучения. КА RHESSI наблюдал такое разделение лишь в нескольких событиях, однако разрешение гамма-телескопа было недостаточное для этой задачи. Важно довести пространственное разрешение гамма-телескопов до 1 – 3 угл. с. Исследование временных задержек «гамма-рентген» требует и высокого временного разрешения, ≤ 10 мс. В данной работе не обсуждались причины периодических пульсаций излучения вспышек, которые могут быть вызваны особенностями ускорительного процесса. Это обстоятельство также заслуживает специального исследования.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», ОФН РАН «Плазменные процессы в солнечной системе» и ведущих научных школ НШ-6110.2008.2.

Литературы

1. Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares / J.A. Miller, P.J. Cargill, A.G. Emslie, A.G. Holman, B.R. Dennis et al. // *Journal Geophys. Res.* – 1997. – Vol. 102. – P. 14 631 – 14 659.
2. The cause of photospheric and helioseismic responses to solar flares / A.G. Kosovichev // *Astrophys. J.* – 2007. – Vol. 670. – P. L65 – L68.
3. A hybrid thermal/nonthermal model for the electron emission from solar flares / G.D. Holman, S.G. Benka // *Astrophys. J.* – 1992. – Vol. 400. – P. L79 – L82.
4. Particle acceleration and kinematics in solar flares / M. Aschwanden // *Space Sci. Rev.* – 2002. – Vol. 101. – P. 1 – 227.
5. Collisionless reconnection and high-energy particle acceleration in solar flares / B.V. Somov, T. Kosugi // *Astrophys. J.* – 1997. – Vol. 485. – P. 859 – 868.
6. Формирование степенных спектров электронов в коллапсирующих магнитных ловушках / С.А. Богачёв, Б.В. Сомов // *Письма в Астрон. журн.* – 2007. – Т. 33. – С. 62 – 71.
7. A question raised from the observation of dynamic cusp formation: When and where does particle acceleration occur? / L. Sui, G.D. Holman, B.R. Dennis // *Adv. Space Res.* – 2008. – Vol. 41. – P. 976 – 990.
8. Magnetic Complexity, Fragmentation, Particle Acceleration and Radio Emission from the Sun / L. Vlahos // *Lect. Not. Phys.* – 2007. – Vol. 725. – P. 15 – 31.
9. Magnetic pumping in the cataclysmic variable AE Aquarii / J. Kuijpers, L. Fletcher, M. Abada-Simon et al. // *Astron. Astrophys.* – 1997. – Vol. 322. – P. 242 – 255.
10. RHESSI observations of particle acceleration and energy release in an intense solar gamma-ray flare / R.P. Lin, S. Kruker, G.J. Hurford et al. // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 595. – P. L69 – L76.

11. Корональные магнитные арки / В.В. Зайцев, А.В. Степанов // Успехи физических наук. – 2008. – Т. 178. – №11. – С. 1165 – 1204.
12. Runaway electrons in toroidal discharges / Н. Knoepfel, D.A. Spong // Nuclear Fusion. – 1979. – Vol. 19. – P. 785 – 825.
13. Regular and chaotic acceleration of electrons in reconnecting current sheets on the Sun / Yu.E. Litvinenko // Astronomy Report. – 1995. – Vol. 39. – P. 99 – 104.
14. Ускорение электронов электрическими полями близ оснований корональных магнитных петель с током / В.В. Зайцев // Письма в Астрон. журн. – 2006. – Т. 31. – С. 693 – 700.
15. Impulsive phase flare energy transport by large-scale Alfvén waves and the electron acceleration problem / L. Fletcher, H.S. Hudson // Astrophys. J. – 2008. – Vol. 675. – P. 1645 – 1655.
16. Temporal dynamics of Joule heating and DC-electric field acceleration in single flare loop / V.V. Zaitsev, S. Urpo, A.V. Stepanov // Astron. Astrophys. – 2000. – Vol. 357. – P. 1105 – 1114.
17. The electrodynamics of beam/return current systems in the solar corona / G.H.J. Van der Oord // Astron. Astrophys. – 1990. – Vol. 234. – P. 496 – 518.
18. Plasma Heating by High-Current Relativistic Electron Beams / R.V. Lovelace, R.N. Sudan // Phys. Rev. Lett. – 1971. – Vol. 27. – P. 1256 – 1259.
19. Turbulent propagation of high-energy electrons in a solar coronal loop / A.V. Stepanov, T. Yokoyama, K. Shibasaki et al. // Astron. Astrophys. – 2007. – Vol. 465. – P. 613 – 619.
20. Беспалов П.А. Альфвеновские мазеры / П.А. Беспалов, В.Ю. Трахтенгерц. – Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
21. Absence of linear polarization in H_{α} emission of solar flares / M. Bianda, A.O. Benz, J.O. Stenflo et al. // Astron. Astrophys. – 2005. – Vol. 434. – P. 1183 – 1189.
22. Поляризация H_{α} излучения и изотропизация протонов в солнечных вспышках / Ю.Т. Цап, А.В. Степанов // Письма в Астрон. журн. – 2008. – Т. 34. – №1. – С. 58 – 65.
23. Consequences of strong pitch-angle diffusion of particles in solar flares / P.A. Bessalov, V.V. Zaitsev, A.V. Stepanov // Astrophys. J. – 1991. – Vol. 374. – P. 369 – 373.
24. Ballooning Instability in Coronal Flare Loops / Y.T. Tsap, Y.G. Kopylova, A.V. Stepanov, et al. // Solar Physics. – 2008. – Vol. 252. – P. 161 – 172.

Поступила в редакцию 29.06.2009

*Александр Владимирович Степанов, д-р физ.-мат. наук, директор, e-mail: stepanov@gao.spb.ru.
Андрей Дмитриевич Шрамко, науч. сотрудник, e-mail: a_shramko@inbox.ru.
Т. +7 (812) 723-44-00.*