

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ЭНЕРГИЮ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

© 2025 г. В. Л. Мерзляков

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН,
Троицк, Москва, Россия
e-mail: mvl@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 20.03.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

Изучаются факторы, влияющие на энергетику солнечной вспышки. Исследование проводилось в рамках модели ускорения частиц в магнитной X-особенности. Было установлено, что энергия вспышки зависит главным образом от потока электронов в зону ускорения. А изменение такого потока в свою очередь определяется размерами зоны ускорения. Расчеты показали, что для хромосферного источника вспышки вертикальная протяженность зоны ускорения изменяется от ~ 100 км до $\approx 2 \cdot 10^3$ км, а ее диаметр от ~ 1 км до ≈ 100 км.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, ускорение частиц

DOI: 10.31857/S0004629925010068, EDN: HLSRMW

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из проявлений солнечной активности являются вспышки. Во время вспышки выделяется огромное количество энергии — до 10^{32} эрг. Последствия столь мощного явления отражаются на состоянии земной атмосферы. В связи с этим возникает естественное желание прогнозировать появление вспышки и ее энергетику. В настоящее время вопрос о предсказании появления вспышки остается открытым, но есть некоторые наблюдательные связи мощности вспышки с величиной магнитного потока и размерами активной области, где подавляющее количество вспышек и происходит. Между тем, в активных областях с указанными особенностями случаются и вспышки малой мощности $\sim 10^{27}$ эрг. Чтобы понять причину этого, необходимо установить влияющие на энергетику вспышки факторы, чему и посвящено предлагаемое исследование.

2. МОДЕЛЬ ВСПЫШКИ

В солнечной вспышке происходит выделение большого количества энергии за короткое время. В настоящее время наиболее популярной является идея магнитного пересоединения. Такое пересоединение происходит в магнитной X-особенности и формирует токовый слой. Однако в солнечных условиях появление токового слоя требует многих часов, а процесс эффективного выделения энергии во время солнечной вспышки занимает несколько минут. Между тем в самой магнитной X-особенности происходит быстрое ускорение электронов [1]. В связи с такой ситуацией автор полагает, что основным источником энергии сол-

нечной вспышки являются ускоренные электроны в X-особенности.

Появление магнитной X-особенности возможно, в частности, около нейтральной линии магнитного поля, где по разные стороны возникают зоны локального усиления магнитного поля. Возникают эти зоны вследствие конвективных движений плазмы. Процесс такого усиления описан в работе [2], где приведены примеры численного расчета, которые показывают усиление магнитного поля на порядок величины. Для нашего случая достаточно иметь по две зоны локально усиленного магнитного поля разного знака, чтобы возникла магнитная конфигурация с X-особенностью. Такая система 4-х магнитных зон может быть описана как магнитный источник, имеющий дипольную, квадрупольную и октупольную магнитные гармоники. Совместное действие дипольной и октупольной гармоники приводит к формированию магнитной X-особенности.

Рассмотрим вариант симметричного магнитного поля с одним компонентом октупольной гармоники Q , которая соосна дипольной гармонике M . В сферической системе координат, связанной с диполем, радиальный компонент B_r и полярный компонент B_θ магнитного поля будут иметь вид:

$$\begin{aligned} B_r &= 2M \cos \theta \cdot r^{-3} + 3Q \cos \theta (5 \cos 2\theta - 1) r^{-5}, \\ B_\theta &= M \sin \theta \cdot r^{-3} + 1.5Q \sin \theta (5 \cos^2 \theta - 1) r^{-5}, \end{aligned} \quad (1)$$

где расстояние r отсчитывается от некоего эффективного центра, создаваемого локальными магнитными источниками, полярный угол θ отсчитывается от направления вектора магнитного диполя.

В окрестности $B_r = 0$, $B_\theta = 0$ и возникает магнитная X-особенность, которая изображена схематически на рис. 1, где кривые линии представляют силовые линии. Местоположение $B_r = 0$ и $B_\theta = 0$ образует окружность, которая лежит в плоскости, перпендикулярной дипольному моменту на угловом расстоянии $\theta = 90^\circ$. Указанная окружность имеет радиус $(1.5Q/M)^{1/2}R_s$ (в единицах солнечного радиуса).

Следует отметить, что при наличии квадрупольной гармоники, создающей асимметрию конфигурации (1), магнитная X-особенность также возникает. Но плоскость, в которой лежит линия нулевого магнитного поля ($B_r = 0$ и $B_\theta = 0$), смещается по углу θ . В случае, когда величина квадрупольной гармоники не превышает 1% от дипольной, такое смещение составляет не более 5° от симметричного случая $\theta = 90^\circ$.

Сформировавшие локальные магнитные зоны конвективные движения за время своего существования постоянно усиливают магнитное поле в таких зонах. Вследствие такого усиления происходит изменение напряженности магнитного поля (1). И такое изменение возбуждает вихревое электрическое поле. В принятой нами модели симметричного магнитного поля (1) электрическое поле будет иметь только ϕ компонент, ориентированный перпендикулярно дипольному моменту. Величина этого компонента электрического поля согласно [3] определяется временной вариацией компонента B_θ как

$$E_\phi = -c^{-1} \cdot (\partial B_\theta / \partial t) \cdot t. \quad (2)$$

Электрическое поле (2) ориентировано так же, как и линия нулевого магнитного поля ($B_r = 0$ и $B_\theta = 0$), т. е. перпендикулярно силовым линиям в X-особенности (рис. 1). Возможность ускорения заряженных частиц полем (2) зависит от соотношения частоты столкновения и гирочастоты. В солнечной хромосфере и короне гирочастота существенно превышает частоту столкновения электронов и протонов. Электроны и протоны “замагничены”,

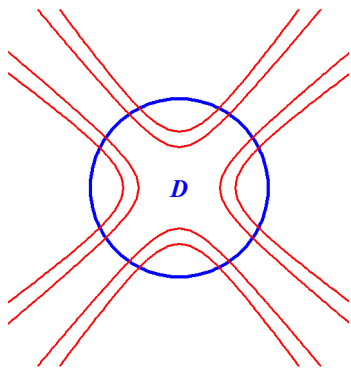


Рис. 1. Магнитная X-особенность в сечении перпендикулярном линии нулевого магнитного поля. Геометрия кривых показывает магнитные силовые линии. Область диаметром D отмечает зону, где заряженные частицы могут быть ускорены вихревым электрическим полем

что при наличии электрического поля приводит к их дрейфовому перемещению. В X-особенности напряженность магнитного поля уменьшается к центру, и на некотором расстоянии гирочастота уменьшается до такой величины, что становится меньше частоты столкновения. И начиная с такого расстояния электроны уже не “привязаны” к силовым линиям и могут ускоряться электрическим полем. Положение такой зоны, где электроны ускоряются полем (2), схематически отмечено на рис. 1 окружностью диаметром D . Физически такая зона ускорения представляет собой трубку около линии $B_r = 0$, $B_\theta = 0$, которая показана на рис. 2 в виде набора колец. Следует понимать, что размер зоны D меняется вдоль указанной трубки в зависимости от окружающих условий.

Вне указанной зоны D (см. рис. 1) заряженные частицы участвуют в дрейфовом перемещении со скоростью $\mathbf{V} = c \cdot \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2$. В результате такого дрейфа происходит перераспределение плотности плазмы в некоторой окрестности около изучаемого источника (1). В принятой нами симметричной модели (1) и (2) дрейфовое перемещение V приводит к появлению плотной структуры типа “петля”, когда временное изменение дипольной гармоники превышает изменение октупольной гармоники $\partial M / \partial t > \partial Q / \partial t$. Важно отметить, что петельная структура реально наблюдается во время импульсной фазы солнечной вспышки.

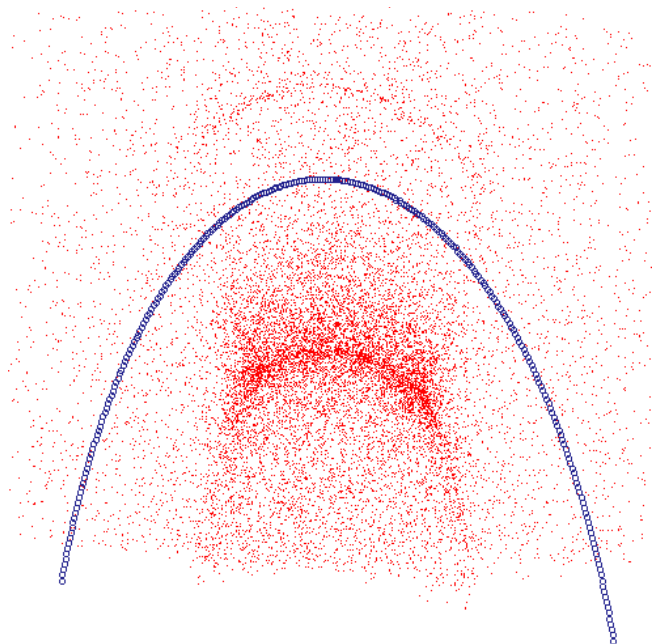


Рис. 2. Результаты модельного расчета дрейфового перемещения плазмы над магнитным источником (1) при наличии вихревого электрического поля (2). Дрейф создает места уплотнения в виде петли при начальном равномерном распределении модельных частиц. Конфигурация из колец отмечает положения области D магнитной X-особенности (см. рис. 1) вдоль линии нулевого магнитного поля

Расчеты дрейфового перемещения проводим в предположении, что электроны и протоны “замагничены”. В нашей симметричной модели источника магнитного поля (1) электроны и протоны перемещаются со скоростью V , которая имеет компоненты по радиусу r и углу θ . Из формулы для дрейфовой скорости с учетом (2) указанные компоненты можно записать в виде произведения составляющих магнитного поля и их производных:

$$\begin{aligned} V_r &= r \cdot (\partial B_\theta / \partial t) B_\theta / B^2, \\ V_\theta &= -r \cdot (\partial B_r / \partial t) B_r / B^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3) составляющие магнитного поля B_r и B_θ представляют собой выражения (1). Таким образом, в окрестности источника магнитного поля (1) определено поле скоростей. И в этом поле каждая частица движется со скоростью (3) в зависимости от ее координаты. Хотя выражение для скоростей (3) задается аналитическим способом, траекторию частицы проще рассчитывать численным способом.

На рис. 2 показан результат модельного расчета перемещения точечных частиц в поле скоростей (3) над источником с магнитным полем (1) с электрическим полем (2). Расчеты проводились численным способом при начальном равномерном распределении модельных точечных частиц в некоторой окрестности над источником, которая содержала в себе зону ускорения (система колец на рис. 2).

Представленный на рис. 2 вариант рассчитывался при относительных изменениях дипольного и октупольного моментов $\partial M / M \partial t = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, $\partial Q / Q \partial t = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $Q / M = 10^{-3} R_s^2$. Указанные величины, как ожидается, являются типичными для солнечной вспышки. Показан результат расчета после 2000 с от начала процесса, когда “включается” поле скоростей (3). В этом случае уплотнение “петли” относительно начального распределения в среднем около 5. Важно отметить, что наблюдаться такая “петля” будет существенно контрастнее, поскольку поток излучения плазмы пропорционален квадрату плотности. В рассмотренном случае (см. рис. 2) уже на 100 с от начала процесса плотность точек увеличилась в 2 раза относительно начальной. И такая петельная структура будет хорошо заметна, поскольку поток от нее превысит окружающее излучение в 4 раза.

Эволюция петельной структуры (см. рис. 2) зависит от временных изменений дипольной и октупольной гармоник магнитного поля источника 1. В этой связи открывается возможность изучения изменений величин этих гармоник по наблюдению плотности и геометрии “петли” (см. рис. 2). Наблюдаемая вариация плотности, как изменение наблюдаемого контраста, зависит от относительного роста дипольной гармоник $\partial M / M \partial t$. Высота “петли” определяется отношением Q / M , которое в соответствии с установленным различием временных вариаций, не остается постоянным. Для указанной возможно-

сти требуется анализ наблюдательных данных, и это тема отдельного исследования.

3. ЭНЕРГИЯ ВСПЫШКИ

Во время солнечной вспышки наблюдается рентгеновское излучение, которое возникает вследствие свободно-свободного излучения ускоренных электронов. Подавляющая доля такого потока приходит из двух хромосферных источников вспышки. Согласно рассматриваемой модели вспышки наблюдаемая ситуация указывает на основную долю ускоряемых электронов именно в хромосферных источниках. Поэтому для изучения энергетических факторов вспышки надо рассмотреть именно эти источники.

Выделяемая в указанном источнике энергия W_f зависит от количества ускоряемых электронов, их энергии и длительности процесса ускорения электронов:

$$W_f = 2 \int w_e (\partial N_e / \partial t) dt = 2 \langle w_e \rangle \langle \partial N_e / \partial t \rangle t_f. \quad (4)$$

Множитель двойка в выражении для энергии (4) означает, что хромосферных источников два (см. рис. 2). Нас интересует влияния различных факторов на суммарную энергию вспышки, поэтому проведем анализ средних значений набираемой энергии электроном $\langle w_e \rangle$, потока электронов в зону ускорения $\langle \partial N_e / \partial t \rangle$, длительности процесса ускорения t_f .

Наблюдаемая импульсная фаза вспышки, когда и происходит ускорение электронов, составляет десятки минут. Этот временной масштаб явления $\sim 10^3$ с указывает на то, что локальное магнитное конфигурация с X-особенностью создается конвекцией мезогрануляционного масштаба. Значит, импульсная фаза не может превышать времени жизни мезогрануляции $\approx 2 \cdot 10^3$ с. Минимальная наблюдаемая длительность этой фазы для слабых вспышек ≈ 500 с. В таком случае влияние фактора t_f на энергию солнечной вспышки оказывается менее 5 раз.

Ситуация с набираемой электроном энергии $\langle w_e \rangle$ зависит от условия ускорения, которое определяется соотношением между вихревым электрическим полем (2) и величиной поля Драйзера. Для нашей задачи интерес представляет среднее значение вариации магнитного поля (2) $\langle \partial M / \partial t \rangle = \Delta B / \Delta t$ в течение фазы ускорения. Длительность этой фазы $\Delta t \approx 10^3$ с. Ситуация с вариацией магнитного поля зависит от соотношения временных изменений дипольной и октупольной гармоник источника (1). Если есть различие между ними в несколько раз, тогда ΔB будет определяться изменением напряженности магнитного поля в окрестности X-особенности. Индикатором пространственного положения X-особенности является высота коронального источника вспышки (см. рис. 2). Эта высота находится в пределах 20–40 тыс. км, где напряженность магнитного поля в активной области

~ 10 Гс. Изменение напряженности магнитного поля источником (1), как было сказано выше (п. 2), может быть до десяти раз. Тогда вариация магнитного поля в X-особенности за время импульсной фазы ΔB может быть более 10 Гс. При указанных величинах ($r > 20$ тыс. км) из формулы (2) получаем среднюю величину электрического поля $\langle E_\phi \rangle > 10^{-3}$ [СГС].

Поле Драйсера $E_D \approx 10^{-10} n_p / T_e$ [СГС], где плотность протонов в хромосфере $n_p \leq 10^{12}$ см $^{-3}$. Электронная температура в зоне ускорения $T_e \sim 10^7$ К [4, 5]. Тогда величина поля Драйсера $E_D < 10^{-5}$ [СГС], т.е. более чем на 2 порядка меньше возбуждаемого вихревого поля во время вспышки. В процессе вспышки представляется очень маловероятным, чтобы поле E_ϕ отличалось от среднего более, чем на 2 порядка. Значит, ускорение электронов во время импульсной фазы вспышки происходит в режиме убегания.

В режиме убегания электроны тормозятся возбуждаемой ими неустойчивостью. В нашем случае, когда магнитное поле не влияет на ситуацию, быстрее всего возбуждается неустойчивость Бунемана. Неустойчивость возникает, когда потоковая скорость электронов в несколько раз превышает тепловую. Для мощных вспышек электронная температура в зоне ускорения 40 МК [5], которая соответствует энергии 10^{-8} эрг. Для возбуждения неустойчивости набираемая электроном скорость в процессе ускорения, очевидно, не может превышать тепловую больше, чем на порядок. Это означает, что энергия электрона в процессе ускорения $\langle w_e \rangle < 10^{-6}$ эрг или ≈ 600 кэВ. Для слабых вспышек с температурой в зоне ускорения 6 МК [4] энергия электрона $\langle w_e \rangle < 1.5 \cdot 10^{-7}$ эрг (≈ 90 кэВ). В таком случае влияние $\langle w_e \rangle$ на диапазон изменения энергии вспышек не более 7 раз — менее порядка величины.

Полученные оценки ускоряемых электронов являются весьма неопределенными. Но такая неопределенность, вероятно, не превышает фактора 2, поскольку наблюдаемое рентгеновское излучение мощных вспышек указывает на присутствие электронов с энергией до 300 кэВ. Важно отметить, что количество электронов, ускоряемых в режиме убегания, должно составлять наибольшую долю от поступающих в зону ускорения электронов вследствие большого превышения возбуждаемого вихревого электрического поля над полем Драйсера.

Наблюдаемый диапазон энергии солнечной вспышки $10^{27} - 10^{32}$ эрг. Тогда из формулы (3) и оценки $\langle w_e \rangle$ и t_f для слабых и мощных вспышек получаем для потока электронов $\langle \partial N_e / \partial t \rangle \sim 10^{31} - 10^{35}$ электрон/с.

4. ОБЛАСТЬ УСКОРЕНИЯ

Электроны попадают в зону ускорения по силовым линиям из окружающей плазмы (см. рис. 1). Количество таких электронов зависит от скорости,

плотности и объема зоны ускорения. Для простоты расчетов примем геометрию зоны ускорения D в виде окружности. Тогда поток электронов зависит от указанных выше параметров как

$$\begin{aligned} \langle \partial N_e / \partial t \rangle &= \langle v_r \rangle \pi D \cdot 0.5 \int n_e dh = \\ &= 0.5 \langle v_r \rangle \langle n_e \rangle \pi D \cdot H, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\langle v_r \rangle$ — средняя величина радиально направленной скорости электронов, $\langle n_e \rangle$ — средняя плотность, H — протяженность зоны ускорения. Коэффициент 0.5 в формуле (5) показывает, что движение электронов по силовым линиям равновероятно в разных направлениях.

Величина радиальной скорости электрона определяется тепловой скоростью v_k и геометрией силовых линий (см. рис. 1) $v_r = (1/3)^{1/2} v_k \cos \beta$, где β — угол между направлениями силовой линии и радиальным. Тепловая скорость зависит от окружающей зону ускорения температуры. В нашем случае $T_e \approx 10^6$ К как среднее значение между температурой в зоне ускорения и фоновой хромосферной. С учетом геометрии силовых линий (см. рис. 1) получаем оценку скорости $\langle v_r \rangle \approx 5 \cdot 10^8$ см/с.

В случае мощных вспышек класса X протяженность зоны ускорения занимает всю высоту хромосферы [6]. Тогда параметр $H = 2 \cdot 10^3$ км, и из формулы (5) можно определить размер сечения зоны ускорения (см. рис. 1). С учетом полученной выше оценки $\langle v_r \rangle$ и найденной выше величины $\langle \partial N_e / \partial t \rangle \approx 10^{35}$ электрон/с получаем размер зоны $D \approx 10^2$ км.

Рассмотрим случай слабой солнечной вспышки с потоком электронов $\langle \partial N_e / \partial t \rangle \approx 10^{31}$ электрон/с. Этот поток на 4 порядка меньше, чем у мощной вспышки. Представляется маловероятным, что протяженность зоны ускорения меньше во столько же раз, т.е. $H \approx 0.1$ км. Однако понятно, что протяженность эффективной области ускорения электронов существенно меньше, чем у мощных вспышек. Возможное положение такой области в пределах хромосферы приводит к соотношению $D \cdot H \approx 1 - 100$ км 2 . В связи с возбуждаемой неустойчивостью представляется маловероятным, чтобы протяженность H была меньше размера D . В этом плане выглядит наиболее предпочтительным вариант, когда $D \sim 1$ км и $H \sim 100$ км. Для подтверждения такого варианта необходимо дополнительное исследование.

5. ВЫВОДЫ

В рамках принятой модели ускорения был найден определяющий энергетику вспышки фактор. Им оказался поток электронов в зону ускорения, который меняется на 4 порядка от 10^{31} до 10^{35} электрон/с. Диаметр зоны ускорения в магнитной X-особенности, где и происходит ускорение, составляет ≈ 100 км для мощных вспышек и ~ 1 км для слабых. При этом протяжен-

ность этой зоны в хромосфере $\approx 10^3$ км и ~ 100 км соответственно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность рецензенту за полезные замечания, которые позволили улучшить изложение предлагаемой модели солнечной вспышки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *J. Threlfall, T. Neukirch, C.E. Parnell, O.S. Eradat*, Astron. and Astrophys. 574, A7, 15 (2015).
2. *A.V. Getling, R. Ishikawa, A.A. Buchnev*, Advances in Space Research 55, 862 (2015).
3. *М.М. Молоденский, В.Л. Мерзляков*, Письма в Астрон. журн. 28, 314 (2002).
4. *А.С. Кириченко, С.А. Богачев*, Письма в Астрон. журн. 39, 884 (2013).
5. *A. Warmuth, G. Mann*, Astron. and Astrophys. 588, A115, 14 (2016).
6. *В.Л. Мерзляков*, Доклад на Всероссийской конференции “Магнетизм и активность Солнца — 2022” (КрАО РАН, Крым, 22–26 августа, 2022).

THE DIFFERENT FACTORS INFLUENCE ON THE SOLAR FLARES ENERGY

© 2025 V. L. Merzlyakov

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Troitsk, Moscow, Russia
e-mail: mvl@izmiran.ru

The factors influencing the energy of the solar flare are being studied. The model of particle acceleration in the magnetic X-singularity is investigated. It was found that the flare energy depends mainly on the flow of electrons into the acceleration zone. The change in such a flow is determined by the size of the acceleration zone. It is calculated that for a chromospheric flare source the vertical length of the acceleration zone varies from ~ 100 km to $\approx 2 \cdot 10^3$ km and its diameter varies from ~ 1 km to ≈ 100 km.

Keywords: Sun, flares, particles acceleration