

ОСОБЕННОСТИ ВСПЫШЕЧНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В БЕССИЛОВЫХ МАГНИТНЫХ ЖГУТАХ

© 2023 г. А. А. Соловьев^{1*}, Е. А. Киричек¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 11.04.2023 г.

После доработки 02.06.2023 г.; принята к публикации 02.06.2023 г.

Рассматривается прямой цилиндрический, электрически экранированный магнитный жгут, как верхняя часть слабо искривленной магнитной петли, основания которой закреплены в фотосфере. Все параметры жгута зависят от одной переменной — расстояния r от оси его симметрии. С выходом жгута в разреженную солнечную атмосферу внешнее давление, удерживающее жгут от бокового расширения, непрерывно падает. При некотором критическом его значении продольное магнитное поле жгута обращается в нуль на той магнитной поверхности, где продольный электрический ток меняет знак в соответствии с требованием экранированности полного тока. При этом азимутальный ток и бессиловый параметр вблизи этой поверхности неограниченно растут. Благодаря этому росту, дрейфовая скорость электронов в окрестности данной поверхности превышает скорость ионного звука, что ведет к возбуждению плазменной ионно-звуковой неустойчивости, как триггера вспышечного энерговыделения. Проводимость плазмы в области плазменной турбулентности падает на 7 порядков. Быстрая диссипация магнитной энергии на аномальном сопротивлении генерирует в плазме индуктивное электрическое поле, значительно превосходящее дрейсеровский предел. Этим объясняется эффективное ускорение частиц в той области, где магнитное поле быстро ослабевает.

Ключевые слова: Солнце, солнечная активность, волокна, магнитное поле, бессиловые магнитные жгуты, ускорение частиц.

DOI: 10.31857/S0320010823050066, **EDN:** GNK1TR

1. ВВЕДЕНИЕ

Бессиловые магнитные конфигурации привлекали внимание исследователей Солнца еще с начала 50-х годов прошлого века (Лундквист, 1951; Люст, Шлютер, 1954; Вёлтзе, 1958а,б; Шлютер, Темесвари, 1958; Голд, Хойл, 1960; Шацман, 1965). Описание этих структур было включено в широко известные монографии и учебники (Паркер, 1979; Прист, 1982; Ландау, Лифшиц, 1984) и стало объектом многих теоретических исследований. Этот интерес обусловлен, в первую очередь тем, что в проблеме вспышечного энерговыделения на Солнце, для того чтобы обеспечить необходимый уровень энергии солнечной вспышки, необходимо предполагать наличие в той области, где происходит вспышка, достаточно сильных непотенциальных магнитных полей, обладающих запасом свободной (связанной с электрическими токами) магнитной энергии. Однако в условиях солнечной атмосферы ни гравитация, ни градиент газового давления не могут уравновесить магнитную силу

$(4\pi)^{-1} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}]$, если вектор магнитного поля и вектор тока не совпадают по направлению. Остается предполагать, что любое сильное магнитное поле в разреженной атмосфере Солнца является с высокой степенью точности бессиловым: $[\nabla \times \mathbf{B}] = \alpha(\mathbf{r})\mathbf{B}$, где $\alpha(\mathbf{r})$ есть некоторая псевдоскалярная функция, такая что ее величина сохраняется вдоль магнитной силовой линии, что обеспечивает соленоидальный характер магнитного поля: $\nabla \alpha(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{B} = 0$.

Несмотря на значительные усилия теоретиков и наблюдателей ряд важных свойств бессиловых магнитных полей до настоящего времени остаются невыявленными (Соловьев, Киричек, 2021; Соловьев, 2022). В частности, нами было показано, что хорошо известное решение Лундквиста (1951) с постоянным бессиловым параметром $\alpha = \text{const}$ сразу теряет силу при введении в него в качестве граничного условия внешнего магнитного давления, которое удерживает жгут от бокового расширения (Шафранов, 1963). В работе (Соловьев, 2022) впервые была показана возможность удержания на оси бессилового магнитного жгута

*Электронный адрес: solov.a.a@mail.ru

суперсильного (до 100 кГс и более) магнитного поля.

В данной работе мы рассмотрим еще одно новое, ранее не исследованное бессилое волокно и обсудим некоторые особенности вспышечного энерговыделения в скрученных магнитных петлях.

Общепринятым механизмом вспышечного выделения считается пересоединение магнитных силовых линий в топологически сложных магнитных конфигурациях (Прист, Форбс, 2005). Мы в своих работах, ни в коей мере не отрицая механизм пересоединения магнитных линий как наиболее простой, наглядный и физически неизбежный при контакте полей разного знака, пытаемся расширить эти представления, показывая, что достаточно сильное энерговыделение может иметь место и в отдельных скрученных магнитных петлях (жгутах), когда плотность тока в них оказывается достаточно высокой для возбуждения плазменной неустойчивости и появления “аномального сопротивления”.

Существует большое количество наблюдений в радио, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах так называемых вспышечных петель, где наблюдательными средствами никаких признаков пересоединения магнитных силовых линий не фиксируется, но вспышечное энерговыделение в них, разумеется, имеет место (см., например, монографию Хуанг и др., 2016). Много раньше отдельные вспышечные петли обсуждались в известной монографии Брэй и др., 1991). Впечатляющий пример солнечной вспышки класса X, наблюдавшейся на 1.6-м New Solar Telescope, в одиночном сильно закрученном магнитном волокне, которое сформировалось в хромосфере, а затем быстро вышло в корону и взорвалось там в форме мощной рентгеновской вспышки, приведен в работе Ванг и др. (2015). Никаких признаков пересоединения в этом явлении не наблюдалось. Сильные вспышки классов M и X в одиночных магнитных петлях обсуждались, например, в работах Резникова и др. (2009) и Бакунина и др. (2022). Ярким примером сильной вспышки в одиночном магнитном волокне является также вспышка класса X1, зафиксированная Solar Dynamics Observatory 22 сентября 2011 г. Ее особенностью было необычайно длительное (около 12 ч) энерговыделение, которое объяснялось в работе (Соловьев, Муравски, 2014) непрерывным переносом азимутального поля со всей длины петли в область вспышечного энерговыделения, где достигалась критическая плотность тока. Подробнее этот эффект обсуждается ниже в разделе 5.

В подавляющем большинстве случаев многочисленные вспышечные петли, наблюдаемые в различных диапазонах солнечного спектра, имеют в своих вершинах правильную округлую форму без

каких-либо признаков ее искажений типа шлемовидных структур, обусловленных внешней инжекцией заряженных частиц или пересоединениями. Эти изображения вспышечных петель создают впечатление, что наблюдаемое в них выделение энергии обусловлено не каким-то внешним воздействием, не взаимодействием с полем другого знака, а внутренним запасом свободной магнитной энергии, накопленной в достаточно сильно скрученном магнитном поле самой петли

Структура настоящей работы следующая. В разделе 2 мы представим уравнения магнитной гидростатики и сформулируем соответствующую задачу о равновесии системы.

В разделе 3 описаны магнитная и токовая структуры одного из возможных магнитных жгутов, найдено новое точное бессилое решение и установлено условие его равновесия. В разделе 4 показано, как слабое поперечное поле вызывает вариации плотности газа в жгуте и может приводить к дефициту носителей электрического заряда в магнитном волокне.

В следующих разделах показано, как в бессилом магнитном жгуте может быть достигнута критическая плотность электрического тока, ведущая к возбуждению плазменной неустойчивости, аномальному сопротивлению и, как следствие, к вспышечному выделению магнитной энергии.

2. ГЕОМЕТРИЯ СИСТЕМЫ И УРАВНЕНИЯ МАГНИТНОЙ ГИДРОСТАТИКИ

Объект нашего рассмотрения — магнитное волокно кругового сечения, расположенное горизонтально в равновесии в гидростатической солнечной атмосфере в присутствии однородного поля сил тяжести g и однородного горизонтального внешнего магнитного поля. Предполагаем трансляционную симметрию — инвариантность параметров по отношению к произвольным смещениям вдоль одной из координат (оси волокна). Пусть это будет z -ось в декартовой системе координат x, y, z , как в модели Паркера (1979), x -ось направим поперек волокна, а y -ось вертикально вверх (рис. 1). Расстояния по оси y отсчитываем вверх от поверхности фотосферы ($y = 0$), а высоту оси симметрии волокна над фотосферой обозначим как y_0 . Сила гравитации равна $\mathbf{F}_g = -\rho(y)g\mathbf{e}_y$, где ρ — плотность газа. Уравнения магнитной гидростатики примут вид

$$(4\pi)^{-1} [[\nabla \times \mathbf{B}] \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho g \mathbf{e}_y = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (2)$$

$$P = \rho \mathcal{R} T \mu^{-1}. \quad (3)$$

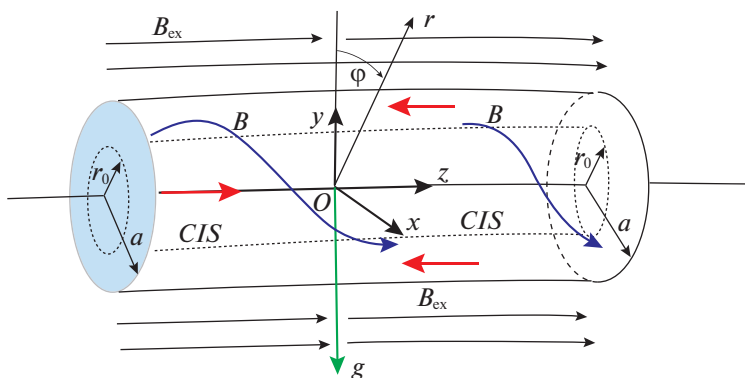


Рис. 1. Прямой горизонтальный магнитный цилиндр (flux горе) с двумя компонентами поля, $B_z(r)B_\varphi(r)$, как часть слабо изогнутой магнитной петли, вершина которой вышла в корону, а основания закреплены в фотосфере (модель Паркера, 1979). Благодаря экранированности полного продольного электрического тока $I = \int_0^\infty 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi) dr = r B_\varphi|_0^\infty = 0$ внутри жгута всегда имеется поверхность радиуса r_0 , на которой ток j_z меняет знак; CIS — current inversion surface.

Здесь $\mathbf{B}$ есть индукция магнитного поля, P и T — давление и температура газа соответственно, μ — средняя молярная масса частиц газа. Уравнение (1) дает баланс сил в системе, уравнение (2) задает соленоидальный характер магнитного поля и уравнение (3) есть уравнение состояния идеального газа. Система (1)–(3) недоопределена: в ней недостает уравнения переноса энергии, которое в солнечной атмосфере имеет крайне сложный и во многих отношениях неизвестный характер (Лоу, 1975). Если для высокой солнечной короны уравнение переноса еще как-то может быть представлено в относительно простой форме (Прист, 1984), то в условиях хромосферной плазмы это просто невозможно. Здесь при составлении теплового баланса необходимо было бы учесть лучистый перенос не только в континууме, но и линиях (для вспышечной конфигурации, представляющей из себя смесь крайне неоднородных тонких волокон, эта проблема представляется на сегодня неразрешимой). Далее необходимо было бы учесть не только продольную, но и поперечную электропроводность плазмы, волновой нагрев и охлаждение (поглощение, отражение и рассеяние акустических и различных МГД-волн). В области температурного минимума, где температура падает до 4500 К, надо было бы учесть и джоулев нагрев плазмы электрическими токами в тонких магнитных элементах.

Даже если бы мы смогли записать более или менее адекватные выражения для учета указанных эффектов, то, очевидно, не могло быть и речи о получении аналитического решения задачи: будет возможен только сложный численный счет. Но это — совершенно иная задача, имеющая свои серьезные ограничения и особенности.

Наш подход состоит в том, что для устойчиво существующего, долго живущего образования (солнечного пятна, поры, факела, протуберанца и

т.п.) мы находим стационарное распределение давления, плотности, температуры и течений плазмы, которые соответствуют той структуре магнитного поля, которую мы сами задаем предварительно, исходя из имеющихся у нас наблюдательных данных о магнитной структуре моделируемого объекта (Соловьев, Киричек, 2019). Если полученные таким образом термодинамические параметры объекта достаточно хорошо соответствуют его наблюдаемым свойствам, мы заключаем, что принятая нами его магнитная структура и рассчитанные именно для нее равновесные параметры достаточно правильно отражают физическую природу изучаемого образования, и условия переноса тепла в этом объекте (которые мы не умеем рассчитывать), очевидно таковы, что они не нарушают заметно полученное состояние. В противном случае вся построенная конфигурация плазмы и поля была бы разрушена в течение нескольких минут, чего на самом деле не происходит!

Более того, надо принять во внимание, что, если бы даже мы были в состоянии аккуратно решать уравнение переноса, мы все равно вынуждены были бы вначале установить, какова геометрия и тонкая структура объекта, поскольку приступить к решению проблемы переноса тепла, не имея представления о геометрических формах и хотя бы предварительных распределениях термодинамических параметров в объеме изучаемого объекта, попросту невозможно. Но геометрическая форма и внутренняя структура любого элемента солнечной активности формируются именно магнитным полем! Таким образом, мы опять приходим к необходимости априори задать магнитную структуру моделируемого объекта (на основании имеющихся наблюдательных данных) и найти для нее равновесное распределение термодинамических параметров — таков неизбежный этап исследования.

Магнитное поле волокна описывается функцией потока

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (4)$$

Компоненты магнитного поля задаются производными:

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad (5)$$

и тогда закон (2) выполняется автоматически. Функция потока сохраняется вдоль магнитной силовой линии, поэтому геометрия магнитных силовых линий на плоскости (x, y) задается условием $A(xy) = \text{const}$. Использование функции потока позволяет свести уравнения магнитной гидростатики к следующей системе уравнений (Соловьев, 2022):

для плотности газа имеем

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y} \quad (6)$$

и уравнение баланса сил принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = \\ = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}. \end{aligned} \quad (7)$$

Кроме того, продольное поле зависит только от функции A : $B_z = B_z(A)$. Интегрирование уравнения (7) по функции A (фиксируя координату y) от точки x^* , расположенной далеко от оси системы, до некоторой произвольно выбранной точки внутри конфигурации дает

$$\begin{aligned} P(x, y) = P_{ex}(y) - \frac{[B_z^2(A) - B_z^2(A^*)]}{8\pi} - \\ - \frac{1}{8\pi} \left[\left(\frac{\partial A}{\partial x}(x) \right)^2 - \left(\frac{\partial A}{\partial x}(x^*) \right)^2 + 2 \int_{x^*}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $P_{ex}(y) \equiv P(x^*, y)$ есть гидростатическое давление газа в солнечной атмосфере. Оно может быть взято из модели (Авретт, Лоезер, 2008). Для плотности газа из (6) и (8) имеем

$$\begin{aligned} \rho(x, y) = \rho_{ex}(y) + \frac{1}{8\pi g(y)} \times \\ \times \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int_{x^*}^x \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial y} \Delta A \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

3. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЛОКНА

В данной модели определим функцию магнитного потока в очень простой форме:

$$A(x, y) = \frac{B_0}{2nk} E(x, y) - B_0 b y. \quad (10)$$

Безразмерная функция E имеет вид экспоненты:

$$E(x, y) = \exp[-n(k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2)]. \quad (11)$$

В (10), (11) B_0 есть мера индукции (напряженности) магнитного поля, k — масштабный фактор (обратная длина), вводимый для сохранения размерности, n — положительный коэффициент, изменяя который можно корректировать внутреннюю структуру жгута, bB_0 — внешнее поперечное поле и b — малая по абсолютной величине (положительная или отрицательная) константа, определяющая силу поперечного горизонтального поля (направленного по оси x). Для функции потока (10), (11) компоненты магнитного поля имеют вид

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x} = -B_0 k x E(x, y), \quad (12)$$

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y} = B_0 k (y - y_0) E(x, y) - b B_0.$$

В выражениях (10), (11) y_0 — высота магнитной оси волокна над фотосферой. При переходе к цилиндрическим координатам и при условии $b = 0$ азимутальное магнитное поле выражается следующей простой формулой:

$$B_\varphi = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = B_0 k r \exp(-nk^2 r^2), \quad (13)$$

где $kr = \sqrt{k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2}$ — радиальное расстояние от оси жгута до данной точки.

Геометрическая форма магнитных силовых линий в поперечном сечении волокна для различных направлений слабого внешнего горизонтального поля показана на рис. 2а, б.

Левая часть уравнения (7) после дифференцирования принимает вид

$$\begin{aligned} \Delta A = B_0 2k E (-\ln(E) - 1) = \\ = B_0 2k E (nk^2 r^2 - 1), \end{aligned} \quad (14)$$

где $k^2 r^2 = k^2 x^2 + k^2(y - y_0)^2$ есть квадрат радиального расстояния от оси.

Если положить $b = 0$, то окажется, что (14) зависит только от функции потока A (или E).

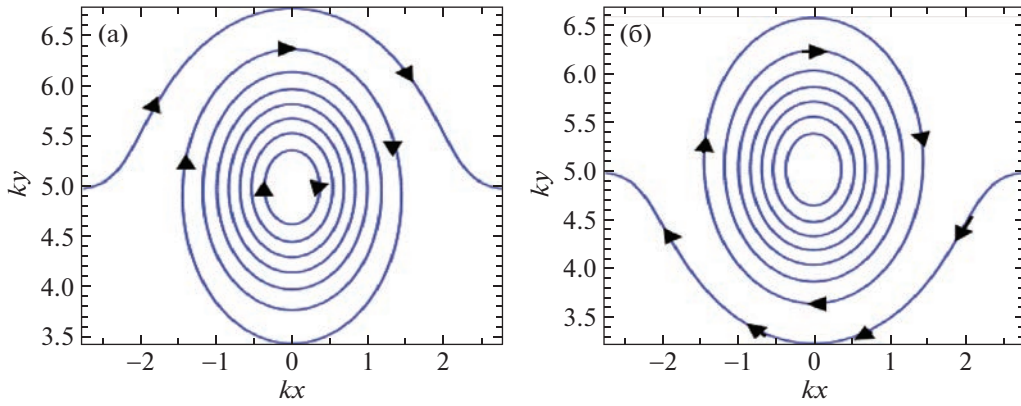


Рис. 2. Поперечное сечение волокна, описываемое функцией (10), (11) при $k_y o = 5$, $n = 1$ и положительной b : $b = 0.025$. Поперечное поле много слабее поля на оси B_o . На верхнем обходе волокна поперечное поле имеет то же направление, что и азимутальное поле жгута. (б) Поперечное сечение волокна, описываемое функцией (10), (11) при $k_y o = 5$, $n = 1$ и отрицательной b : $b = -0.025$. Поперечное поле совпадает по направлению с азимутальным полем жгута на нижнем обходе волокна, создавая магнитную подложку.

Для того чтобы вывести уравнение для бессилового поля, мы должны в уравнении (7) опустить член с газовым давлением:

$$B_0 2kE(-\ln(E) - 1) = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} = \quad (15)$$

$$= -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{d(\frac{B_0}{2nk}E)}$$

Отсюда имеем уравнение для квадрата продольного поля в изучаемой бессиловой структуре:

$$\frac{2}{n} B_0^2 E [1 + \ln(E)] = \frac{dB_z^2(E)}{dE}. \quad (16)$$

Интегрируем (16) по переменной E :

$$\frac{E^2}{2n} (1 - 2nk^2 r^2) + G = \frac{B_z^2(r)}{B_0^2}. \quad (17)$$

Здесь G – константа интегрирования, равная $G = \frac{B_z^2(\infty)}{B_0^2} = \frac{B_{ex}^2}{B_0^2}$, и $B_z(\infty) \equiv B_{ex}$ есть напряженность продольного поля внешнего по отношению к магнитному жгуту и необходимого для его удержания от бокового расширения. Замечательно, что характеристика внешнего давления возникает здесь естественным образом как результат интегрирования. Таким образом,

$$\frac{B_z(r)}{B_0} = \sqrt{G + \frac{E^2}{2n} (1 - 2nk^2 r^2)}. \quad (18)$$

Поведение функции (18) для $n = 1$ и двух значений константы G показано на рис. 3а и 3б. Как видим, в согласии с результатами работы (Соловьев, Киричек, 2021), в которой бессиловые жгуты изучались по модели Паркера (1979), основанной на

понятии “генерирующей” функции $F(r)$, продольное магнитное поле резко уменьшается в области, где плотность продольного электрического тока меняет знак (см. формулу (17) и рис. 1и 3а); и далее $B_z(r)$ обращается в нуль на CIS , когда внешнее давление опускается до определенного критического предела $G_{cr} = 0.0676656239$ (рис. 3б). В этом случае при значении $n = 1$, напряженность магнитного поля на оси жгута примерно в три раза превышает напряженность внешнего продольного поля, предохраняющего жгут от бокового расширения. В работе (Соловьев, 2022) аналогичный свободный параметр n , будучи введен в иную потоковую функцию, позволил получить эффект значительного превышения магнитного поля на оси жгута над внешним полем. В той модели с уменьшением n отношение поля на оси к внешнему полю росло как $1/n$. Таким образом, было показано, что при достаточно малых значениях параметра n даже суперсильные магнитные поля могут быть равносильно удержаны на оси бессилового магнитного жгута определенной конфигурации.

В модели, которая рассмотрена в данной работе, эффект аккумуляции суперсильного поля на оси жгута отсутствует: рис. 3с, 3д показывают, что с уменьшением параметра n меняется (растет) только положение поверхности перемены знака тока (CIS), но этот эффект не имеет особого значения для процесса энерговыделения в жгуте. Поэтому ниже при численных расчетах мы будем всюду для простоты полагать $n = 1$. В данной работе мы не ставим задачу получить эффект суперсильных полей в жгуте, и потому ограничим свое рассмотрение простейшей формой потоковой функции (10).

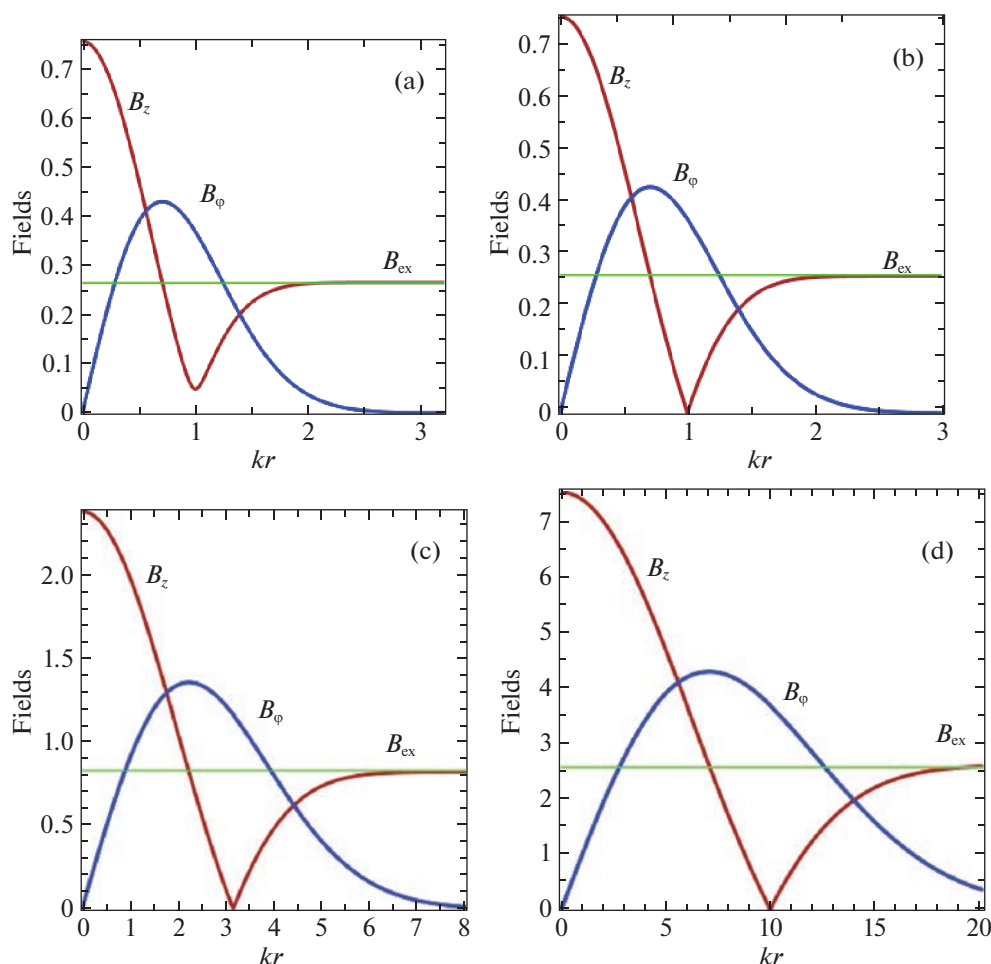


Рис. 3. (а) Принято $n = 1$, $G = 0.07 > G_{cr}$. Функция $B_z(r)$ сильно “проседает” вблизи CIS , недалеко от максимума азимутального поля $B_\varphi(r)$, но еще не обращается в нуль при $kr = 1$. (б) Здесь $n = 1$, $G = G_{cr} = 0.0676656239$, и функция $B_z(r)$ обращается в нуль на CIS , при $kr = kr_0 = 1$. Поле на оси $B_z(0)$ превышает внешнее B_{ex} только в 2.8 раза: $\frac{B_z(0)}{B_{ex}} = \frac{7.5}{2.62} = 2.82$. (в) В этом случае $n = 0.1$ и $G_{cr} = 0.6767$. Отношение поля на оси к внешнему полю равно 2.89. (д) Здесь $n = 0.01$, $G_{cr} = 6.766$. Отношение поля на оси к внешнему полю практически то же самое: 2.92.

4. МАЛЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ БЕССИЛОВОГО СОСТОЯНИЯ

Имеются две возможности слегка нарушить бессилевое состояние магнитного жгута. Во-первых, мы можем ввести внешнее горизонтальное поле слагаемым $B_0 b y$ с малым коэффициентом b в потоковую функцию A в формуле (10). В этом случае магнитное поле жгута перестанет быть строго бессилевым и начнет оказывать воздействие на состояние плазмы, так что, подставив такую A в формулу (9), мы получим для плотности газа:

$$\rho(x, y) = \rho_{ex}(y) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} R(x, y), \quad (19)$$

где $R(x, y)$ описывает ту добавку к атмосферной плотности газа, которую создает в волокне его магнитное поле. Громоздкое выражение для $R(x, y)$

мы здесь не приводим. Профили плотности для различных значений параметра b приведены на рис. 4.

Вторая возможность ввести отклонения поля от бессилевого состояния заключается в том, чтобы изменить круговую форму магнитных поверхностей жгута.

В реальности это искажение может быть вызвано тем, что магнитный жгут, всплывая из-под фотосферы, неизбежно сохраняет на нижних обходах своих винтовых магнитных линий некоторую часть плотного хромосферного вещества, которое не может стечь вниз. Это тяжелое вещество растягивает поперечное сечение жгута по вертикали, придавая ему эллипсоидальную форму. Для описания этого эффекта достаточно изменить входящее в потоковую функцию A выражение для E следующим

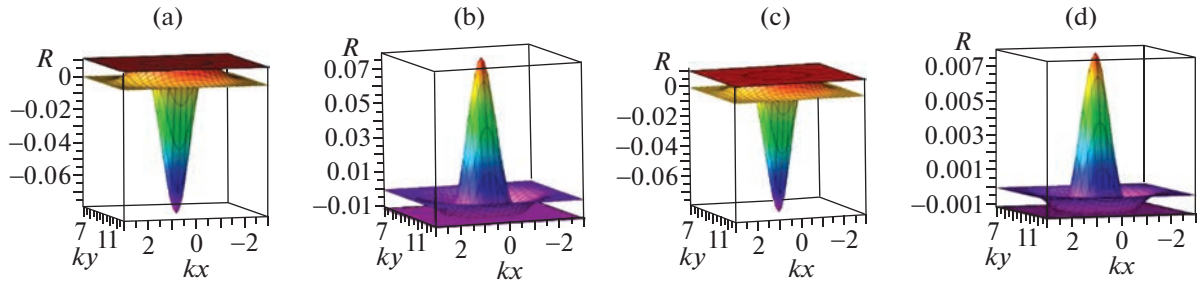


Рис. 4. Магнитная добавка к плотности R при $b = 0.01$, $k_{y0} = 10$. Минимум плотности достигается на оси при $x = 0$. Вертикальный профиль R при отрицательном b : $b = -0.01$. Минимальная плотность с $R = -0.01$ имеет место при $kx = \pm 1.5$. Добавка к плотности на той же высоте $k_{y0} = 10$, но с b меньшим на порядок: $b = 0.001$. Поперечное поле в 1000 раз слабее поля на оси B_0 . (d) Та же фигура, что и на рис. 4b, но с другим, на порядок меньшим (по модулю), b : $b = -0.001$.

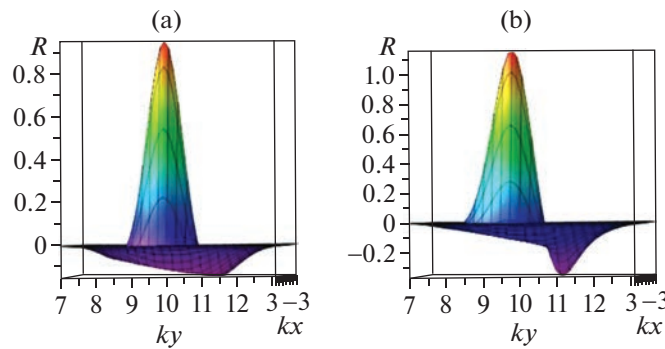


Рис. 5. (a) Перераспределение плотности по вертикали в жгуте с $m1 = 0.9$, $b = -0.1$, $k_{y0} = 10$. (b) Перераспределение плотности по вертикали в жгуте с $m2 = 0.8$, $b = -0.1$, $k_{y0} = 10$.

образом:

$$E(x, y) = \exp(-k^2 x^2 - m^2 k^2 (y - y_0)^2), \quad (20)$$

где m есть некоторый положительный коэффициент, немного меньший единицы. На рис. 5 представлены два примера того, как перераспределяется плотность плазмы в поперечном сечении жгута: верхняя часть жгута становится разреженной, а центральная и нижняя оказываются более плотными, чем окружающая среда.

Плотность плазмы в верхней части сечения волокна, где имеет место наибольшее разрежение, может упасть настолько, что дефицит носителей заряда приведет здесь к такому росту дрейфовой (токовой) скорости электронов, что она сравняется, а затем и превысит скорость ионного звука. Начнется джоулев разогрев разреженной среды и возникнет сильно неизотермическая плазма с горячими электронами и холодными ионами ($T_e \gg T_i$). В результате в такой плазме будет возбуждена ионно-звуковая неустойчивость в форме интенсивных продольных электростатических колебаний. Эта неустойчивость способна на несколько

порядков уменьшить эффективную проводимость плазмы (Арцимович, Сагдеев, 1979), что необратимо приведет к бурному вспышечному энерговыделению в таком волокне.

5. ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ МОМЕНТ В МАГНИТНОМ ЖГУТЕ

В скрученной магнитной силовой трубке к каждому ее поперечному сечению приложен вращательный момент (torque), равный согласно (Голд, Хойл, 1960; Паркер, 1979):

$$W = \frac{1}{2} \int_0^a B_\varphi B_z r^2 dr. \quad (21)$$

Ниже будет показано, что состояние системы, при котором внешнее давление G достигает своего нижнего предела G_{cr} , и продольное поле обращается в нуль на CIS , является триггером процесса вспышечного энерговыделения. При этом момент

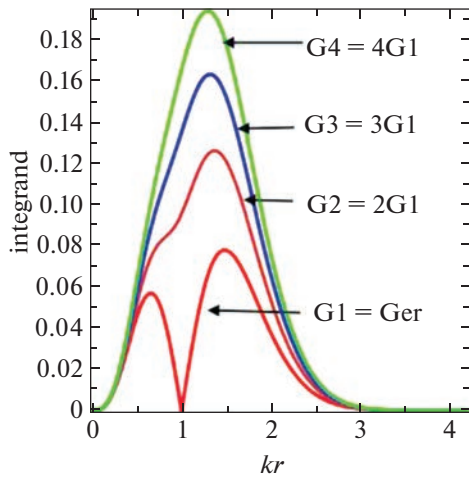


Рис. 6. Поведение подынтегральной функции $B_z B_\varphi r^2$ в интегральном выражении (21) в зависимости от величины внешнего давления G . Как видим, при $G = G_{cr}$, площадь под кривыми, т.е. интеграл $2W$ принимает минимальное значение. Здесь для полей в подынтегральном выражении (21) использованы формулы (13) и (18).

вращения (torque), приложенный к данному поперечному сечению жгута, достигает своего минимального значения (рис. 6). Это означает, что в тех частях магнитной петли, которые находятся ниже ее вершины и где внешнее давление может быть выше, значение скручивающего момента может оказаться больше его величины в вершине петли. Но в состоянии равновесия скручивающий момент должен быть одним и тем же вдоль всей магнитной петли. На этом основании Паркер (1979) сделал важный вывод о том, что торсионные альвеновские волны, выравнивая скручивающий момент вдоль магнитной петли, должны переносить поток азимутального поля B_φ от оснований в направлении ее вершины, где момент скручивания минимален. Это явление переноса азимутального поля вдоль оси жгута может играть важную роль в развитии вспыхивающего процесса в бессиловом магнитном жгуте. Оно способно обеспечить “выгорание” свободной магнитной энергии, накопленной во всей части магнитной петли, вышедшей в корону, за счет того, что в вершине петли при возбуждении в ней во время вспышки аномального сопротивления, скручивающий момент будет здесь резко уменьшен, и это приведет к тому, что возникший в этой области дефицит энергии B_φ^2 начнет восполняться переносом торсионными альвеновскими волнами (со скоростью $v_A \approx 10^8$ см/с) азимутального поля из нижних частей магнитной петли к ее вершине, к области вспыхивающего энерговыделения. Это может значительно (до многих часов, как в случае, описанном в Соловьев, Муравски, 2014) увеличить время вспыхивающего процесса и общее количество

выделенной во вспышке магнитной энергии. Подробнее о величине свободной магнитной энергии в петле будет сказано в разделе 7.

6. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В ЖГУТЕ

Плотность продольного электрического тока в магнитном волокне представлена на рис. 7а в единицах $ckB_0(4\pi)^{-1}$:

$$\begin{aligned} j_z &= \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial x} \right) = \\ &= -\frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right) = \\ &= -\frac{c\Delta A}{4\pi} = -\frac{B_0 kc}{4\pi} [2E(r)(1 - nk^2 r^2)]. \end{aligned} \quad (22)$$

Ее максимальная величина в этих единицах равна 2, и на рис. 7а она достигается при $kx = 0$, $ky = kyo = 5$, $n = 1$. В одиночном уединенном жгуте, азимутальное поле которого достаточно быстро убывает с расстоянием от оси, продольный ток всегда экранирован и образует коаксиальную структуру, в которой ток на оси противоположен по направлению току на периферии, так что полный продольный ток (net_current) через поперечное сечение жгута равен нулю (рис. 1). По этой причине в жгуте всегда имеется поверхность, на которой плотность продольного тока меняет знак (это “current inversion surface”, CIS). На рис. 1 радиус этой поверхности обозначен как r_0 , а радиус сечения всего жгута как a . В области между r_0 и a , азимутальное поле плавно обращается в нуль: $B_\varphi(a) \rightarrow 0$, а продольное поле $B_z(r)$ также плавно переходит во внешнее: $B_z(a) \rightarrow B_{ex}$. На рис. 7а–7с показано распределение продольного и азимутального токов в поперечном сечении жгута. На рис. 7д показано разрывное поведение азимутального тока на поверхности CIS, когда внешнее давление G достигает минимального (критического) значения. Этот разрыв обусловлен скачком производной $j_\varphi(kr) = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$ на CIS (на рис. 3б этот скачок имеет место при $kr = kro = 1$). Подчеркнем, что эффекты обращения продольного поля в нуль на CIS при падении внешнего давления до критического уровня и соответствующий ему разрыв азимутального тока не связаны с конкретным видом выбранной нами потоковой функции A . Это — общее свойство всех бессиловых магнитных жгутов. В работе (Соловьев, 2022) данный эффект получен для совершенно другой потоковой функции, а в статье (Соловьев, Киричек, 2021) он был подробно исследован для широкого набора различных производящих функций. Нетрудно получить его, например, при такой функции потока: $A(r) = B_0(\exp(r^2 - r_0^2) + 1)^{-1}$, но нет смысла повторять

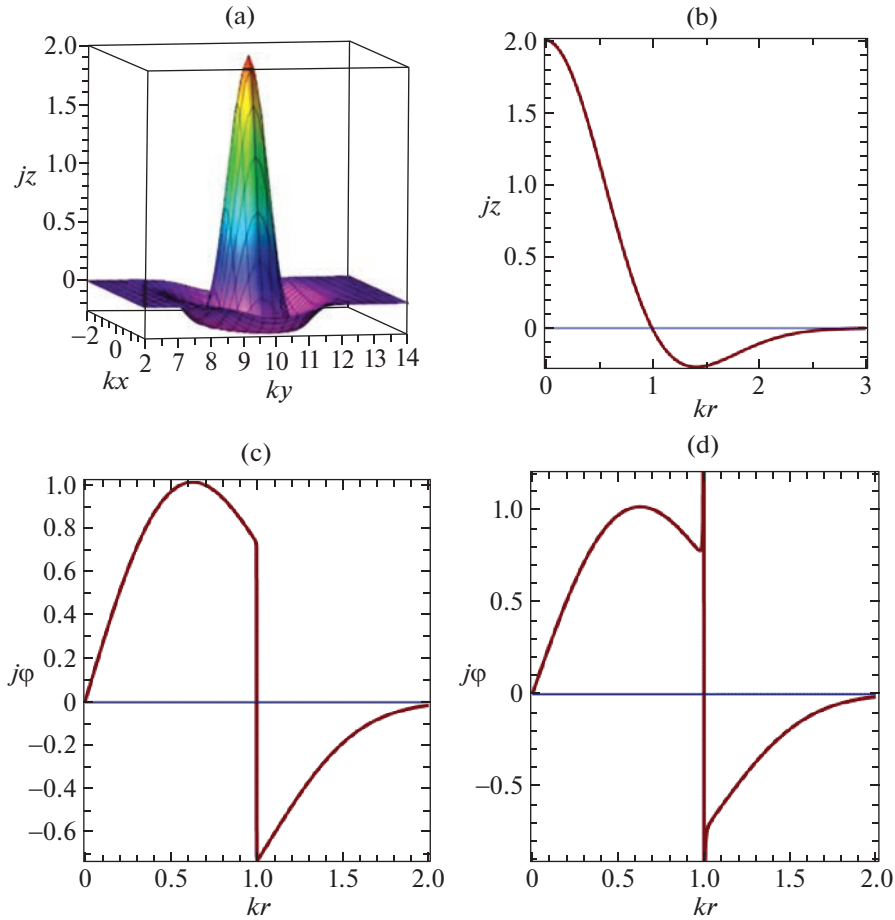


Рис. 7. (а) Общий вид распределения плотности продольного тока жгута на плоскости (kx, ky) в единицах $B_0kc(4\pi)^{-1}$. Функция $-2E(r)[1-n(kr)^2]$ дана здесь в переменных x, y при $n = 1$. (б) Радиальное распределение плотности продольного электрического тока в тех же единицах $B_0kc(4\pi)^{-1}$. Отчетливо выражен эффект экранированности продольного тока. (с) Плотность азимутального тока $j_\phi(kr) = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}$ (в единицах $B_0kc(4\pi)^{-1}$) вблизи CIS при $G = 0.0676677 > G_{cr}$, $G_{cr} = 0.067656239$. (д) Разрыв азимутального тока $j_\phi(kr)$ на поверхности $kr = kr_0 = 1$, вызванный скачком производной $\frac{\partial B_z}{\partial r}$ на CIS (см. рис. 3б), который возникает, когда $G = G_{cr}$.

для нее все выкладки, поскольку картина явления будет аналогичной.

Распределение тока в жгуте, кроме параметра k , описывается и бессильным параметром $\alpha(r)$, который дается формулой (Соловьев, Киричек, 2021)

$$\alpha(r) = -\frac{3F' + rF''}{4B_\phi B_z}, \quad (22)$$

где $F(r) = B_z^2 + B_\phi^2$. Зависимость $\alpha(r)$ при различных значениях G дана на рис. 8а, и полная плотность тока показана на рис. 8б. Мы видим, что на обеих сторонах поверхности CIS, при достижении G_{cr} , формируется очень тонкий слой, в котором азимутальный ток и бессильный параметр неограниченно нарастают.

7. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Плотности продольного и азимутального токов, рассчитанные по закону Ампера:

$$j = \frac{c}{4\pi} [\nabla \times \mathbf{B}], \quad (23)$$

представлены на рис. 7а–д в единицах $cB_0k(4\pi)^{-1}$. Вместо обратного масштаба k введем сам характерный масштаб $\delta = \frac{1}{k}$, определяющий ширину области диссипации тока. Тогда

$$j(kr) = s(kr) \frac{c}{4\pi} \frac{B_0}{\delta}, \quad (24)$$

где $s(kr)$ — функция, представленная графически на рис. 8б. Согласно этому рисунку поверхность

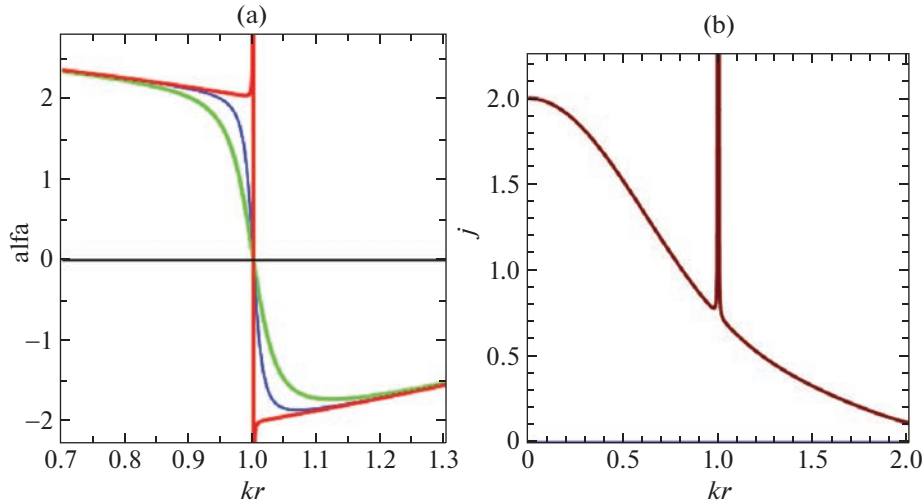


Рис. 8. (а) Бессиловой параметр $\alpha(r)$ при различных значениях G : зеленая линия — $G = 0.0685$, синяя — $G = 0.0678$, красная — $G = 0.067667 \rightarrow G_{cr}$. (б) Радиальная зависимость плотности полного тока $j(r) = \sqrt{j_z^2 + j_\varphi^2}$ в тех же единицах $B_0 kc(4\pi)^{-1}$: $j(r) = s(r) \frac{B_0 kc}{4\pi}$.

CIS находится на расстоянии от оси $kr = kr_0 = r_0/\delta = 1$, так что $\delta = r_0$. На этой поверхности функция $s(r)$ имеет форму дираковской дельта-функции; экстремальное поведение этой функции в точке $r = r_0 = \delta$ гарантирует достижение здесь критической плотности тока, необходимой для возбуждения плазменной неустойчивости (ионно-звуковой или даже бунемановской). По определению, плотность электрического тока равна:

$$j = n_e e V_{dr}, \quad (25)$$

где дрейфовая скорость V_{dr} есть скорость движения носителей заряда, электронов. Для возбуждения ионно-звуковой неустойчивости она должна превысить скорость ионного звука. Введем отношение дрейфовой скорости к скорости ионного звука: $\gamma = V_{dr}/V_{is}$, где $V_{is} = \sqrt{k_B T_e / M}$ и M — средняя масса ионов. Пользуясь формулами (24), (25), получим

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{B_0}{\delta} \frac{s(r) c \sqrt{M}}{4\pi e \sqrt{k_B} n_e \sqrt{T_e}} = \\ &= s(r) \frac{B_0}{\delta} \frac{0.658 \times 10^{15}}{n_e \sqrt{T_e}}. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь для численной оценки принят химический состав Солнца (по массе): 70% атомов водорода, 28% атомов гелия и 2% атомов “металлов”, имеющих в среднем атомный вес 35. Тогда $M = m_p(0.7 + 0.07 \times 4 + 0.00057 \times 35)/(0.77057) = 1.298 m_p$. Функция $s(r)$ дана на рис 8б.

Пусть система имеет параметры: $B_0 = 2000$ Гс, $\delta = 10^7$ см, $n_e = 10^{10}$ см $^{-3}$, $T_e = 10^4$ К, тогда $\gamma \approx 0.2s(r)$. Этого недостаточно, чтобы возбудить

ионно-звуковую неустойчивость во всем теле жгута, но в узком слое вблизи CIS , благодаря дельта-образному выбросу плотности тока и бессилового параметра (рис. 7д и 8а,б), мы имеем $\gamma = 0.2s(r)$, $s(r) \gg 1$. Следовательно, здесь, непосредственно в окрестности CIS , возбуждение плазменной неустойчивости (ионно-звуковой или бунемановской) произойдет неизбежно. Разумеется, благодаря очень малому объему того слоя, где имеет место дельта-выброс, выделение энергии на аномальном сопротивлении будет очень невелико (оно, видимо, будет заметно лишь в радиодиапазоне), и к тому же возбуждение плазменной турбулентности довольно скоро должно будет прекратиться по той причине, что параметр $G = B_{ex}^2/B_0^2$ начнет расти с уменьшением напряженности азимутального поля и, соответственно, с падением величины B_0 , за счет диссипации которого и выделяется энергия. Как следует из рис. 7с и 8а, даже очень небольшое (в четвертом знаке после запятой!) увеличение G уже возвращает величины j_φ , α из экстремального состояния в нормальное. Однако это прекращение аномального энерговыделения будет скомпенсировано переносом с альвеновской скоростью потока азимутального поля вдоль оси жгута к его вершине. Этим переносом первоначальное значение параметра G будет восстановлено, и плазменная неустойчивость вспыхнет снова! Этот процесс может повториться многократно. Каждый раз такая короткая вспышка плазменной неустойчивости будет приводить к ускорению и эвакуации из вершины петли некоторого количества электронов и, соответственно, к уменьшению их плотности в данной области. При заметном уменьшении n_e в (26), отношение дрейфовой скорости электронов к

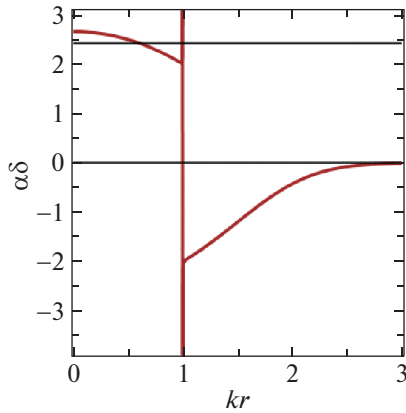


Рис. 9. Зависимость бессилового параметра α от радиального расстояния при $n = 1$ и критическом значении внешнего давления $G = G_{cr}$. На интервале $0-1$, среднее значение α равно $2.45/\delta$

скорости ионного звука превысит единицу, и вслед за несколькими слабыми всплесками может последовать мощная вспышка со значительным выделением энергии в объеме всей магнитной петли.

Радиоастрономы уже неоднократно отмечали, что сильным вспышкам М и Х классов зачастую предшествует несколько повторяющихся всплесков микроволнового радиоизлучения (Абрамов-Максимов, Бакунина, 2020, 2022). Продолжительность этих повторяющихся всплесков сильно варьируется, от нескольких десятков секунд до нескольких минут. В рамках изложенных представлений это явление, очевидно, определяется тем, с какими скоростями и за какое время происходит восстановление магнитной структуры жгута вблизи *CIS* за счет переноса азимутального поля вдоль оси магнитной петли.

По мере выхода скрученной магнитной петли в разреженную солнечную корону падает не только внешнее давление, но и плотность плазмы в жгуте за счет стекания ее от вершины к основаниям, поэтому отношение γ может оказаться больше единицы к моменту, когда $G = B_{ex}^2/B_0^2$ приближается к G_{cr} , и тогда плазменная неустойчивость возбуждается не только в узкой окрестности *CIS*, но и в объеме жгута, в слое от $r = 0$ до $r = r_0$. Согласно свойству, дельта-функции интеграл от нее равен 1, поэтому мы можем принять для численной оценки в среднем $\bar{s} \approx 2$. Сейчас, если выбрать, например, следующие параметры плазмы: $\delta = 10^7$ см, $n_e = 10^9$ см $^{-3}$ и $B_0 = 3 \times 10^3$ Гс, $T_e = 4 \times 10^4$ К, то мы получим $\gamma = 0.85\bar{s} = 1.7$, и условие возбуждения ионно-звуковой неустойчивости в объеме жгута будет выполнено. Тот же результат мы получим для другой пары параметров, входящих в знаменатель (26): $\delta = 10^8$ см, $n_e = 10^8$ см $^{-3}$.

Возникает вопрос: как выбрать численную оценку для масштаба области энерговыделения δ ?

Благодаря пионерским работам группы Флейшмана (Флейшман и др., 2020, 2022), стало понятно, что выделение энергии в солнечной вспышке происходит за счет локального (in situ!) уменьшения напряженности магнитного поля волокна со скоростью порядка -5 Гс/с. Для бессилового магнитного поля скорость джоулевой диссипации его энергии дается формулой $dB^2/dt = -2\eta\alpha^2 B^2$. Тогда

$$\frac{dB}{dt} = -\eta\alpha^2 B = -\frac{c^2\alpha^2}{4\pi\sigma_{eff}} B = -\frac{B}{\tau_d}, \quad (27)$$

где σ_{eff} есть эффективная продольная проводимость плазмы для токов, текущих в бессиловых конфигурациях вдоль поля, τ_d — время диссипации и α — бессильный параметр, чья радиальная зависимость для модели (14) дана на рис. 9. На интервале $kr = 0-1$, мы будем иметь $\alpha \approx 2.45/\delta$. Следовательно, для времени диссипации поля получаем: $\tau_d = 2\sigma_{eff}\delta^2/c^2$. Численное значение для параметра δ в этом выражении следует выбрать так, чтобы скорость спада магнитного поля в области диссипации совпадала с данными (Флейшман и др., 2020, 2022). Для этого мы должны знать эффективную проводимость плазмы для случая развитой ионно-звуковой турбулентности. В учебнике (Арцимович, Сагдеев, 1979), указано, что проводимость плазмы определяется формулой $\sigma_{eff} = n_e e^2 / (m\nu_{eff})$, где эффективная частота соударений токовых электронов с плазмонами равна: $\nu_{eff} \approx 10^{-2}\omega_{pe}\gamma(T_e/T_i)$. Если принять, что T_e составляет около 10^7 К, а $T_i = 10^6$ К, т.е. положить $T_e = 10T_i$, то

$$\sigma_{eff} = \frac{10n_e e^2}{\gamma m \omega_{pe}} = \frac{10e\sqrt{n_e}}{\gamma\sqrt{4\pi m}} \approx \frac{4.5 \times 10^4}{\gamma} \sqrt{n_e}. \quad (28)$$

Если принять $\gamma = 2$ и плотность электронов $n_e = 10^9$ см $^{-3}$, то проводимость окажется равна $\sigma_{eff} = 7.1 \times 10^8$ (с $^{-1}$), и тогда при $B_0 = 3000$ Гс, $\delta = 0.25 \times 10^8$ см мы получим для скорости уменьшения магнитного поля в области его диссипации оценку, близкую к той, что дают Флейшман и др. (2020, 2022):

$$\begin{aligned} \frac{dB}{dt} &\approx -\frac{B_0}{\tau_d} = -\frac{B_0 c^2}{2\sigma_{eff}\delta^2} = \\ &= -\frac{3 \times 10^3 \times 10^{21}}{14.2 \times 10^8 \times 0.0625 \times 10^{16}} = -3.4 \text{ (Гс/с)}. \end{aligned} \quad (29)$$

Найденную оценку ширины (радиуса) слоя диссипации в несколько сотен км можем рассматривать в качестве хорошего приближения к реальности. Близкая оценка этой величины была получена нами ранее (Соловьев, Муравский, 2014) на основе анализа солнечной вспышки 22 сентября 2011 г. Поскольку радиус сечения всего жгута a обычно не сильно превосходит радиус *CIS*, r_0 , то понятно,

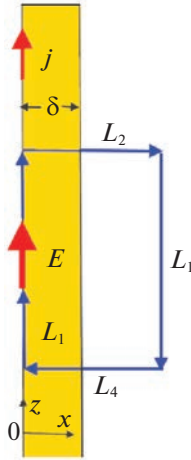


Рис. 10. Вид сверху на магнитное волокно в проекции на горизонтальную плоскость на высоте $y = y_0$. Для расчета циркуляции вектора $\mathbf{E}$ по замкнутому контуру в законе Фарадея (30) выбираем этот контур обхода в форме прямоугольника, в котором одна длинная сторона L_1 лежит на оси жгута, на левой границе области толщиной δ , а другая L_3 находится вне волокна ($L_1 = L_3 = L$), где продольный ток и электрическое поле равны нулю. Поперечные стороны контура не дают вклада в циркуляцию по нему электрического поля $\mathbf{E}$.

что свободной магнитной энергии, заключенной в жгуте с радиусом сечения порядка 500 км, может оказаться недостаточно для обеспечения энергетикой крупной солнечной вспышки.

Оценим запас свободной магнитной энергии в жгutowой петле, учитывая, что, как показано выше, перенос азимутального поля вдоль оси жгута может обеспечить вспышечное энерговыделение практически всей энергии этого поля, запасенной в объеме части петли, вышедшей в корону. Если представить эту магнитную петлю в виде полуокружности радиуса R и диаметром поперечного сечения $a \approx 2r_0 \approx 0.5 \times 10^8$ см, то объем такой петли-жгута будет равен $V \approx \pi R \pi a^2$ (см³), а запас свободной магнитной энергии в ней составит $\Sigma = V \bar{B}_\varphi^2 (8\pi)^{-1}$, где крышка означает среднюю по сечению величину. Если принять как достаточно типичные и умеренные значения указанных параметров: $R = 10^{10}$ см, $a = 0.5 \times 10^8$ см, $\bar{B}_\varphi = 500$ Гс, то получим величину $\Sigma = \pi^2 10^{10} \times 0.25 \times 10^{16} \times 10^4 = 2.5 \times 10^{30}$ эрг. При большей степени скрученности поля напряженность азимутального поля в жгуте будет расти, и эта величина энергии может быть еще больше. Но все же ее окажется недостаточно для обеспечения очень крупной вспышки, и тогда мы приходим к идее о том, что большая вспышечная магнитная конфигурация должна состоять из десятков тонкоструктурных магнитных элементов с такими характерными поперечными размерами, которые обеспечивают достаточно

быструю диссипацию магнитной энергии в них. Из наблюдений вспышечных событий на космических обсерваториях, а также с помощью крупных наземных телескопов, оснащенных адаптивной оптикой, хорошо известно, что вспышечные магнитные конфигурации, имеют, как правило, тонкую филаментарную структуру, они состоят из множества горячих, ярких, тонких токовых волоконцев. Примеры таких много-волоконных вспышечных структур и сопутствующих им выбросов можно найти в работах Ян и др. (2020) и Ванг и др. (2015).

В качестве комментария к приведенным выше количественным оценкам проводимости турбулентной плазмы следует указать, что теория Арцимовича и Сагдеева (1979), из которой взяты необходимые формулы для продольной проводимости плазмы, не учитывала наличия продольного по отношению к току магнитного поля, которое присутствует в бессиловой структуре. Вопрос, в какой мере наличие этого поля повлияет на величину аномального сопротивления, остается открытым. Дело в том, что волновые векторы ионно-звуковых плазмонов при наличии магнитного поля направлены не вдоль него, а составляют значительный угол по отношению к его направлению. Будут ли их квазипоперечные электрические поля столь же эффективно рассеивать токовые электроны, как и продольные — неизвестно, но из общих соображений можно предположить, что в целом, по порядку величины, эффект и величина аномального сопротивления при больших плотностях тока сохранятся и при наличии продольного магнитного поля. Косвенно в пользу такого предположения говорит то, что если воспользоваться формулой (29) на стр. 81 из книги Каплан, Пикельнер, Цытович, (1977), для проводимости плазмы при развитой ионно-звуковой турбулентности, то после подстановки в нее численных значений получится оценка, близкая к нашей (28), хотя теория аномального сопротивления, упомянутая в этой книге, развивалась для токовых слоев, где магнитное поле играет существенную роль.

8. ИНДУКТИВНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Напряженность электрического поля, возникающего в области локальной убыли силы магнитного поля, дается законом индукции Фарадея

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \iint_S \frac{d\mathbf{B}}{dt} d\mathbf{s}. \quad (30)$$

Привлекая закон Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, используя рис. 10 и формулу (10) для функции потока A , мы получаем для индуктивного электрического поля:

$$E_z(0)L = -L \frac{\delta \exp(-1)}{2c} \frac{dB_0}{dt}. \quad (31)$$

Для скорости убыли магнитного поля берем формулу (29). Тогда: $E_z(0) = \frac{cB_0}{10.87\sigma_{\text{eff}}\delta}$. Подставив сюда выражение для $\frac{B_0}{\delta}$ из (26) с $\bar{s} = 2$, получим

$$E(0) = \frac{10^{-15}cn_e\gamma\sqrt{T_e}}{\bar{s} \times 10.87\sigma_{\text{eff}}} = \quad (32)$$

$$= 1.38 \times 10^{-6}\gamma\frac{n_e\sqrt{T_e}}{\sigma_{\text{eff}}}.$$

Отметим, что здесь напряженность электрического поля не зависит напрямую от величины магнитного поля на оси жгута. Выразим напряженность полученного электрического поля в единицах поля Дрейсера: $E_{Dr} = 4\pi\frac{en_e}{49T_e}(CGS)$, при котором электрическая сила, ускоряющая заряженные частицы, уравнивается силой трения, обусловленной кулоновскими столкновениями (Дрейсер, 1959). В результате получим

$$\frac{E(0)}{E_{Dr}} = 1.12 \times 10^4\gamma\frac{T_e^{3/2}}{\sigma_{\text{eff}}}. \quad (33)$$

Если принять $T_e = 10^7$ K, $\gamma = 2$, то при $\sigma_{\text{eff}} = 7.1 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$, будет: $E(0) \approx 9 \times 10^5 E_{Dr}$ в согласии с данными Флейшман и др. (2020; 2022), и поле на оси жгута $E(0) \approx 10^{-2}(CGSE)$. В единицах СИ это соответствует напряженности электрического поля в 300 В/м.

Для определения энергии частиц, ускоренных в таком поле, необходимо найти работу, совершаемую этим полем нал частицей, умножив ее заряд на величину поля E и на путь, пройденный этой частицей в данном поле. Примем для оценки, что этот путь равен $L = 10^8$ см (это минимальная длина верхней части магнитной петли, вышедшей в корону), тогда получим:

$$\Sigma = EeL = 10^{-2}4.8 \times 10^{-10} \times 1 \times 10^8 = \quad (34)$$

$$= 4.8 \times 10^{-4} \text{ эрг.}$$

Переходя от эргов к электрон-вольтам, вводим соответствующий коэффициент:

$$\Sigma = ELE = 4.8 \times 10^{-4} (6.24 \times 10^{11}) = \quad (35)$$

$$= 300 \times 10^6 \text{ эВ} = 300 \text{ МэВ.}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитные поля на Солнце, обеспечивающие выделение энергии во вспышках, имеют высокую напряженность. По этой причине их структура всегда очень близка к бессиловой. В отличие от

модели, описанной в Соловьев (2022), новая модель бессилового магнитного жгута, представленная в данной работе, не дает значительного превышения напряженности магнитного поля на оси по отношению к внешнему полю (их отношение равно примерно 3), но, тем не менее, индукционное электрическое поле, возникающее при возбуждении в жгуте плазменной неустойчивости, и в этой модели на 5 порядков превышает поле Дрейсера в согласии с данными Флейшман и др. (2020; 2022). Столь мощное электрическое поле способно ускорять значительную часть заряженных частиц в области быстрой диссипации магнитного поля до сотен МэВ.

Авторы благодарят рецензентов за полезные и стимулирующие замечания, которые помогли улучшить работу. Работа поддержана Министерством науки и Высшего Образования РФ (грант № 075-15-2020-780).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов-Максимов, Бакунина (V.E. Abramov-Maximov and I.A. Bakunina), *Geomagnetism and Aeronomy* **62**, 895 (2022).
2. Абрамов-Максимов, Бакунина (V.E. Abramov-Maximov and I.A. Bakunina), *Geomagnetism and Aeronomy* **60**, 846 (2022).
3. Авретт, Лоезер (E.H. Avrett and R. Loeser), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **175**, 229 (2008).
4. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З., *Физика плазмы для физиков* (М.: Атомиздат, 1979).
5. Бакунина и др. (I.A. Bakunina, V.F. Melnikov, A.V. Shain, and V.E. Abramov-Maximov), *Geomagnetism and Aeronomy* **62**, 1066 (2022).
6. Брэй и др. (R.J. Bray, L.E. Cram, C.J. Durrant, and R.E. Loughhead), *Plasma loops in the solar corona* (Cambridge Astrophys. Ser. Cambridge Univer. Press, 1991).
7. Ванг и др. (H. Wang, W. Cao, C. Liu, Y. Xu, R. Liu, Z. Zeng, J. Chae, and H. Ji), *Witnessing magnetic twist with high-resolution observation from the 1.6-m New Solar Telescope*. 2015. *NATURE COMMUNICATIONS* |6:7008 <https://doi.org/10.1038/ncomms8008>
8. Вёльтье (L. Wöltjer), *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **44**, 489 (1958a).
9. Вёльтье (L. Wöltjer), *Astrophys. J.* **128**, 384 (1958b).
10. Голд, Хойл (T. Gold and F. Hoyle), *MNRAS* **120**, 89 (1960).
11. Дрейсер (H. Dreicer), *Phys. Rev.* **115**, 238 (1959).
12. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н., *Физика плазмы солнечной атмосферы* (М.: Наука, 1977).
13. Ландау, Лифшиц (L.D. Landau and E.M. Lifchitz), *Course of Theoretical Physics, V. 8: Electrodynamics of Continuous Media* (Nauka, Moscow, 1982; Pergamon, New York, 1984).
14. Лой (B.C. Low), *Astrophys. J.* **197**, 251 (1975).

15. Лундквист (S. Lundquist), *Ark. f. Fysik* **2**, 361 (1951).
16. Люст, Шлютер (Lüst and Schlüter), *Astrophys.* **34**, 263 (1954).
17. Паркер (E.N. Parker), *Cosmical Magnetic Fields. Part I* (Clarendon Press, Oxford, 1979).
18. Прист (E.R. Priest), *Solar Magnetohydrodynamics* (Reidel, London, 1982).
19. Прист, Форбс (E.R. Priest and T. Forbes), *Magnetic reconnection* (Cambridge Univer. Press, 2000); (русский перевод Прист Е., Форбс Т., *Магнитное пересоединение*. М.: Физматлит, 2005).
20. Резникова и др. (V.E. Reznikova, V.F. Melnikov, K. Shibasaki, S.P. Gorbikov, N.P. Pyatakov, I.N. Myagkova, and H. Ji), *Astrophys. J.* **679**, 735 (2009).
21. Соловьев, Муравский (A.A. Solov'ev and K. Murawski), *Astrophys. and Space Sci.* **350**, 11 (2014).
22. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), *MNRAS* **482**, 5290 (2019).
23. Соловьев, Киричек (A.A. Solov'ev and E.A. Kirichek), *MNRAS* **505**, 4406 (2021).
24. Соловьев (A.A. Solov'ev), *MNRAS* **515**, 4981 (2022).
25. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, E.G. Dale, B. Chen, et al.), *Science* **367**, 278 (2020).
26. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, G.M. Nita, B. Chen, et al.), *Nature* **606**, 674 (2022).
27. Хуанг и др. (G. Huang, V. Melnikov, H. Ji, and Z. Ning), *Solar Flare Loops: Observations and Interpretations* (Springer, Science Press Beijing, 2016).
28. Шафранов В.Д., *Равновесие плазмы в магнитном поле. Вопросы теории плазмы* (М.: Атомиздат, 1962), Вып. 2, С. 92–132.
29. Шлютер, Темесвари (A. Schlüter and St. Temesvary), *IAU Symp.* **6**, 269 (1958).
30. Шацман (E. Schatzman), *IAU Symp.* **22**, 337 (1965).
31. Ян и др. (X. Yan, Z. Xue, X. Cheng, et al.), *Astrophys. J.* **889**, 106 (2020).