

УДК 523.98

Структуризация вспышечно-активной области и солитонная модель первичного источника энергии и вещества в солнечных вспышках

Э. И. Могилевский

Отмечаются некоторые принципиальные трудности общепринятых теоретических моделей солнечных вспышек и обсуждается возможная модель первичных источников энергии и вещества вспышек, в которой последние обязаны выходу магнито-гидродинамических (МГД) солитонов. Генерация МГД-солитонов, приводящая к вспышкам, становится возможной при определенной общей (или локальной) спиральной структуре в распределении на фотосфере магнитных полей и движений. В этом случае имеет место сочетание бессловых магнитных полей и движений типа Громеко — Бельтрами. Распространение волновых возмущений в конвективной зоне описывается известным уравнением Кортевега — де Фриса. Солитонное решение при распространении в радиальном направлении поперек магнитного поля (в районе «нейтральной линии») может быть использовано для идентификации первичных источников энергии и вещества вспышки. Обсуждается возможный механизм транспортировки энергии в виде длинных нелинейных волн, которые преобразуются в процессе распространения вдоль границы фоновых полей в «алгебраические МГД-солитоны». Это приводит в конечном счете к образованию в процессе эволюции спиральных автоволновых структур АО. Возмущения, приводящие к вспышкам, могут возникать при разрушении локальных автоволновых структур в АО.

STRUCTURIZATION OF FLARE-ACTIVE REGION AND SOLITON MODEL OF THE INITIAL ENERGY AND MATTER SOURCE IN SOLAR FLARES, by Mogilevskij E. I.—

Noting certain fundamental difficulties of the accepted theoretical models of solar flares, the author suggests a possible model in which the initial source of the flare energy and matter is associated with MHD-solitons. The generation of the latter is possible when a certain general (or local) helical structure exists in the distribution of magnetic fields and motions in the photosphere. In this case the force-free magnetic fields are combined with Gromeko-Beltrami motions and the propagation of wave disturbances in the convection zone is described by the well-known Korteweg — de Vries equation. The soliton solution in the case of the radial propagation across the magnetic field (near the «neutral line») may be used to identify the initial energy and matter sources of the flare. A possible mechanism of the energy transport along the background field boundaries in the form of long nonlinear waves is discussed in brief. It results in the formation of auto-wave helical structures in the active region in the process of its evolution. The disturbances that trigger a flare may occur with the destruction of these structures.

Обширная наблюдательная программа ГСМ позволила накопить новые разнообразные данные о протекании («сценарии») больших вспышек. Но судя, например, по итогам японо-американского симпозиума [13, 14], можно сказать, что теория вспышек и сейчас не может представить в единой концепции все многообразие наблюдаемых явлений: от относительно быстрых вспышечных процессов в хромосфере и внутренней короне до сравнительно медленных явлений продолжения больших вспышек в верхней короне (генерация корональных транзиентов и межпланетных ударных волн). Следует подчеркнуть, что на последние расходуется более 90 % всей энергии вспышки. Новым дополнительным фактором, который обнаружен на «SMM» (если он, конечно, подтвердится), является то [7], что во время изученных 13 больших вспышек обнаружено длительное (в течение нескольких часов!) увеличение солнечной постоянной на величину $\geq 0.1\%$ (1). Это означает, что на уровне фотосферы при больших вспышках в активной области (АО) выделяется в 10—100 раз большая энергия, чем приходящаяся на все «традиционные» виды эмиссии больших вспышек. Важнейшим вопросом в понимании природы вспышек (теории или создании моделей вспышек) стала проблема первичных источников энергии и вещества * больших вспышек.

* Уходящие во время больших вспышек за пределы Солнца замагниченные облака плазмы (корональные транзиенты) содержат $\approx 10^{16}$ г, что, по крайней мере, на порядок больше всего вещества короны в АО.

Традиционные модели больших (двуленточных) вспышек предполагают, что в магнитном поле АО накапливается необходимая энергия и при некоторых условиях неустойчивости эта энергия крупномасштабных токов быстро (за $t \leq 10^2$ в импульсной фазе вспышки) реализуется; происходит аннигиляция магнитных полей в короне и хромосфере. Однако наблюдения показывают, что изменения магнитных полей в АО при вспышках либо такого же порядка, что и в процессе эволюции АО, при которых нет вспышек, либо носят характер обратимых (временных) восстанавливаемых изменений.

Такого рода обратимые изменения магнитных полей (токов) могут отражать прохождения возмущений, а не реализацию энергии токов (поля).

Проведенные расчеты [19] показали, что при любой модели вспышки из-за большой самоиндукции крупномасштабных токов в АО за короткое время взрывной фазы ($t \leq 10^2$ с) можно получить $\leq 10\%$ той энергии, которая требуется для большой вспышки. Кроме перечисленных выше трудностей «стандартных моделей» вспышек, на которые указывалось еще ранее [3, 13], можно отметить следующее: несомненная большая длительность и дискретность процесса энерговыделения, неопределенность механизмов ускорения сверхтепловых частиц и т. д. В частности, не ясно, происходит ли одновременно ускорение электронов, протонов и тяжелых ядер во всем широком диапазоне энергии (от 10^3 до 10^9 — 10^{11} эВ). Нам представляется важным и необходимым на данном этапе найти новый подход к пониманию первичных источников вспышек, при котором не возникали бы перечисленные выше принципиальные трудности. При этом необходимо учитывать, что модель первичных источников энергии и вещества вспышек должна быть достаточно универсальна и с учетом масштабов явления могла бы также объяснять вспышечные явления у солнцеподобных звезд и, скажем, вспышки на звездах типа UV Кита и др.

Важнейшим фактором, который должен быть исходным в поисках первичных источников больших солнечных вспышек, является общая и локальная структура АО, возникающая в процессе эволюции. Из общих представлений о синергетическом понимании эволюции структуры АО [4, 11] следует, что она возникает в неравновесной нелинейной среде, где в результате турбулентного динамо в конвективной зоне происходит непрерывная генерация субгранульных филаментов (*S gf*). При достаточном подтоке энергии достигается (и затем превышает) пороговая концентрация *S gf*, при которой становятся возможными волновые парные нелинейные взаимодействия. Это связано с тем, что каждый структурный элемент *S gf*, поглощая энергию колебаний окружающей турбулентной среды конвективной зоны, излучает в ближайшей зоне на собственной частоте ω_0 звуковые волны, что и приводит к преимущественному сближению пары *S gf*. Последующее повторение такого же процесса волнового нелинейного взаимодействия для пары и других сочетаний *S gf* на частотах $\omega_n < \omega_0$ приводит к образованию (с учетом пересоединения их магнитных полей) разнообразных агрегатов (структур) больших размеров (поры, пятна, арки и т. д.). Существенно, что такой процесс образования структур (арки, поры, пятна) требует притока энергии, ибо процесс самоорганизации возможен только в энергетически открытой системе, где и происходит уменьшение энтропии ($dS/dt < 0$). Такая среда с распределенной во всем объеме АО энергией, идущей на образование магнитно-плазменных структур разного размера, является кинетически активной (возбудимой) средой. Распространение волны возмущения в такой неоднородной по рефракторности среде с необходимостью приводит к образованию стоячей спиральной волны.

Проявление такого процесса структуризации в АО можно было проследить на ряде примеров [1, 9]. Образование локальных и особенно спиральной (одно- или двузаходной) структур является скорее правилом для вспышечно-активной области. При этом показано, что спиральная структура в АО соответствует ряду характерных свойств (не интерферирует, не отражается от границ области, сохраняет «жесткую структуру» вплоть до столкновения с подобной структурой), присущих спиральным автоволнам. Как показывают наблюдения, в период разрушения спиральной автоволны в АО и происходят часто вспышки. Большие вспышки наблюдаются чаще при последовательном (с интервалом в несколько дней) переходе от однозаходной спиральной автоволны к двузаходной (см. АО, июнь — июль 1982 г.). При этом местом интенсивного энерговыделения (и вспышек) является центральная часть этой двузаходной спиральной структуры АО.

Наличие спиральной структуры в распределении магнитных полей и движений на фотосферном и подфотосферном (по крайней мере, до глубин $\lesssim 10^9$ см, соответствующих размеру спирали) уровнях позволяет считать, что (без учета структурных элементов АО) в среднем имеет место бессильное распределение магнитного поля, т. е.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}, \text{ при } \Delta \mathbf{B} = 0 \text{ и } \alpha = \text{const}^* \quad (1)$$

Если принять модель конвективной зоны [16], то имеем, что под фотосферой $\beta = \epsilon_{\text{кин}} / \epsilon_{\text{маг}} > 1$. В этом случае на кинематику магнитоплазмы в АО накладывается условие движения типа Громеко—Бельтрами, т. е.

$$\nabla \times \mathbf{V} = \alpha \mathbf{V}; \quad \Delta \mathbf{V} = 0; \quad V \ll V_{\text{зв}} \quad (2)$$

Тогда, согласно [17], условием возможности такого состояния движения в замагниченной плазме будет:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} &= \alpha (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} \\ \nabla \times (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} &= \alpha (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Выражение $(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}$ определяет перенос скорости при градиенте магнитного поля, а $(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V}$ — перенос поля \mathbf{B} при градиенте скорости. Тогда оператор rot над этими «конвективными» членами определяет «токи», а выражение (3) означает бессильный характер этих «токов». К такому состоянию минимума энергии АО область в процессе эволюции должна стремиться, если внешние возмущения ее не нарушат.

В соответствии с наблюдениями рассматривается задача распространения длинноволнового ($\lambda \gtrsim 10^7$ см) возмущения, идущего по вертикали поперек магнитного поля в районе линии раздела магнитной полярности $((NL)_{B \parallel} = 0)$ на уровне фотосферы. Для принятой нами модели конвективной зоны скорости V и V_A изменяются в пределах длины волны λ , т. е. среда имеет слабую дисперсию, при которой $\omega/v = f(k)$, где ω — частота, k — волновой вектор. При принятых нами условиях задачи нелинейные выражения (3) преобразуются (см. [3]) в уравнение типа Кортевега — де Фриса для возмущения поля и скорости (вектор возмущения U):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U+1) \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U+1}{\alpha^2} \frac{\partial^3 U}{\partial r^3} = 0 \quad (4)$$

Начальное возмущение $U = {}_0U \exp(-i\omega t + ikr)$ при распространении в нелинейной среде с дисперсией $\omega / (U+1) = k + Ek^3$, где $E = \alpha^{-2}$ («длина дисперсии») преобразуется, в соответствии с решением уравнения (4), в МГД-солитон (уединенное возмущение) типа:

$$U = {}_0U \operatorname{sech} h^2 \xi; \quad \xi = ({}_0U \alpha^2 / 12)^{1/2} (r - {}_0U/3) \quad (5)$$

Для такого возмущения справедливо соотношение сохранения энергии

$$W\lambda = \text{const}; \quad \lambda \simeq r \lesssim \delta, \quad (6)$$

где $W = {}_0U^{3/2}$ — энергия единицы «длины возмущения» λ . Поток энергии, дошедшей до фотосферы в одном МГД-солитоне (скорость его распространения $V > V_A$) можно оценить из соотношения:

$$P_m \approx (\pi/3) \epsilon_m V_A \delta^2 \Delta t, \quad (7)$$

где δ^2 — средняя площадь МГД-солитона на уровне фотосферы; ϵ_m — средняя плотность магнитной энергии в солитоне $b^2/8\pi$; Δt — продолжительность существования солитона на фотосферном уровне. Если принять, что «магнитные транзенты» [20] представляют пример МГД-солитонов, то в соответствии с наблюдениями [20] и др. можно принять для оценки следующие значения параметров: $b = 4 \cdot 10^2$ Гс, $V_A = 6 \cdot 10^6$ см/с, $\delta = 7 \cdot 10^8$ см, $\Delta t = 6 \cdot 10^2$ с, $P_m \approx 1.5 \cdot 10^{24}$ Дж.

Серия идущих друг за другом (или одновременно, но в различных местах в окрестности $(NL)_{B \parallel} = 0$) солитонов может обеспечить всю энергию ($\gtrsim 10^{25}$ Дж) большой вспышки. Суммарная масса вещества, которую несет такая серия МГД-солитонов (оценка производится из соотношения $\int P_m ds = \int P_{\text{кин}} ds$ с заменой V_A на $V_{\text{зв}}$) дает $M \approx$

* Более сложное соотношение, но с теми же конечными результатами можно, согласно [17], получить при $\alpha = \alpha(r, t)$, r — координата, t — время.

$\approx 10^{17} \div 10^{18}$ г (без учета обратного «стекания» вещества). Это обеспечивает необходимую величину «вещества» вспышки, которое должно выноситься в корону, где реализуется при диссипации энергии и вещество солитонов. Процесс распространения МГД-солитонов в атмосфере АО и, в частности, их диссипация из-за распространения в резко неоднородной среде является самостоятельной задачей. Ее результаты должны согласовываться с известными из наблюдений феноменологическими особенностями больших вспышек. И хотя частично попытка качественного такого рассмотрения нами сделана [3, 11], автор считает, что для избежания спекулятивной «подгонки» необходимо прежде всего убедиться в наличии выхода энергии и вещества в виде МГД-солитонов, измерить их параметры, проверить экспериментально справедливость соотношений (5)—(7). Первое указание на возможность такого рода солитонов первичного источника энергии вспышек следует из наблюдавшихся «магнитных транзиентов» [20], хотя сама магнитная природа этого явления оспаривается [2]. Отметим, что подобное же явление (появления локальных быстро изменяющихся сильных магнитных полей вблизи линии смены полярности $(NL)_{\theta=0}$ до и во время вспышек) отмечалось неоднократно на панорамном магнитографе [6]. Предстоят еще детальные количественные исследования, чтобы отождествить «магнитные транзиенты» с выходом МГД-солитонов.

Отметим только, что солитонная модель первичного источника энергии и вещества вспышки заведомо не содержит перечисленные вначале недостатки «стандартной» модели. Она допускает длительное и дискретное энерговыделение, которое по величине может быть достаточным для объяснения всего комплекса явлений вспышек. При этом общая структура магнитного поля АО может претерпевать только обратимые изменения; это, в свою очередь, допускает появление серии гомологических вспышек и т. д.

Рассмотренная гипотеза солитонного первичного источника энергии вспышек не может не обсуждаться в связи с общей проблемой прихода дополнительной энергии, обуславливающей образование структур АО, то есть проблемы первоисточника образования и эволюции АО. Эта проблема состоит из двух частей. Первая — выявление начальных источников энергии, определяющих солнечную активность, в основном сосредоточенную в АО. Вторая часть этой проблемы — определение способа транспортировки этой энергии. Обе эти стороны связаны с нерешенными проблемами внутреннего строения Солнца. Не входя во все сложности этой интенсивно разрабатываемой проблемы (новый импульс ей дан гелиосейсмологией), отметим, что и в «стандартной» модели Солнца (см. [8]) источники энерговыделения и энерговыхода на границе ядро — мантия (ядро — конвективная зона) не распределены равномерно: ограниченные зоны с повышенным энерговыделением (например, из-за обилия изотопа He^3) располагаются на антиподальных местах. Эти нестационарные (время «полного» цикла $\sim 2-3$ года) зоны повышенного энерговыделения, вероятно, ответственные, в конечном счете, за «активные долготы», которые особенно хорошо идентифицируются по большим вспышкам. Ограничившись только тем, что можно допустить существование (вблизи границ ядро — мантия — конвективная зона) локальных нестационарных мест с повышенным энерговыделением, обсудим кратко, как эта дополнительная (относительно «спокойного» Солнца) энергия транспортируется к фотосфере. Очевидно, что лучистый перенос (естественно, и теплопроводность) из-за большой непрозрачности солнечных недр мог бы переносить эту избыточную энергию за время на 5—6 порядков больше времени существования АО. Конвекция из таких глубин также не может обеспечить относительно быстрый перенос энергии; оно сравнимо со временем существования крупномасштабных фоновых полей, что в десятки раз превышает время «жизни» АО и во много сотен раз — время вспышек. Остается рассмотреть (хотя бы сугубо фрагментарно) волновой механизм переноса энергии в виде нелинейных длинных волн в среде с падающей по высоте плотностью и давлением. При этом следует учесть, что крупномасштабные (фоновые) магнитные поля, залегающие до глубин нижней границы конвективной зоны, могут способствовать распространению таких волновых нестационарных возмущений. В общем случае распространение волновых возмущений в вертикальном «магнитном слое» рассмотрено в работах [10, 15, 18]. Нам достаточно воспользоваться только общими выводами этих работ для случая вертикально расположенного магнитного слоя в стратифицированной (слабо неоднородной) подфотосферной плазме. Прежде всего отметим, что длинные нелинейные волны, захваченные в магнитном слое, не дают уединенных возмущений, а быстро опрокидываются и, следовательно, диссипируют, не доходя до фотосферы. Распространение волнового возмуще-

ния вблизи границы слоя описывается нелинейным уравнением Беньямина — Оно:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + aU \frac{\partial U}{\partial r} - \beta \frac{\partial^2}{\partial r^2} H(U) = 0, \quad (8)$$

где H — Гильбертово преобразование U :

$$H(U) = \frac{p}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U'}{U+U'} dU'. \quad (9)$$

Здесь p означает главную часть интеграла. В качестве решения уравнения (8) получены в [10, 12] так называемый двумерный (U, χ) «алгебраический» солитон

$$\begin{aligned} U &= a\chi^2/(s^2 + \chi^2); \quad s = r - \lambda\xi; \\ \chi &= 4\delta/aqC; \quad \lambda = aq/4, \end{aligned} \quad (10)$$

где a — постоянная, задающая амплитуду солитона;

$$q = C_T [3C_0^2 + (1 + \gamma) V_A^2]/2x_0 C_0^4, \quad (11)$$

$$C_T^2 = C_0^2 V_A^2 / (C_0^2 + V_A^2) - \quad (11a)$$

скорость «сосисочной» нелинейной волны, которая выражается через скорость звука ($C_0^2 = \gamma P_0 / \rho_0$; индекс «0» — в «основании» области возмущения, γ — показатель адиабаты), и альвеновская скорость $V_A^2 = B^2 / 8\pi\rho$; $2x_0$ — толщина замагниченного слоя;

$$\delta = \frac{C_e x_0 (C_0^2 - C_T^2)}{(C_0^2 + V_A^2) (C_e^2 - C_T^2)^{1/2}} \left(\frac{\rho_{e,0}}{\rho_0} \right), \quad (12)$$

индекс «e» — вне магнитного слоя, ρ — плотность. В простейшем случае (который необходим нам только для грубой оценки эффекта) в изотермической атмосфере с равными температурами внутри и вне слоя

$$a(\xi) = a(0) \exp(\xi/2He^2), \quad \chi(\xi) = \chi(0) \exp(\xi/2He^2), \quad (13)$$

где ϵ — относительная амплитуда возмущения давления, H — высота однородной атмосферы. Если принять модель конвективной зоны [16] и считать, что «основание» возмущения расположено на глубине $r = 10^9$ см, то подстановка соответствующих параметров из [16] дает: для «основания» возмущения $C_T = 3 \cdot 10^4$ см/с; $C_e = 4 \cdot 10^6$ см/с. Так как у нас $C_T < C_e$, то этим доказывается возможность нелинейных волн «сосисочного» типа по уравнению Беньямина — Оно, для которых дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\omega^2 = K^2 C_T^2 (1 - 2\delta K). \quad (14)$$

Если принять (для оценки), что $\epsilon^2 = x_0/H \simeq 10^{-2}$, то, подставляя в (13) и (10) выражения для C_T , C_0 , C_e , P , ρ , γ , получим: а) экспоненциально растущая амплитуда солитона, распространяющаяся до подфотосферных глубин ($\leq 10^8$ см), достигает значения $\simeq 10^3$ Гс; б) импульс магнитного возмущения, локализованный в солитоне, перемещается со сверхзвуковой (локальной) скоростью $\geq 10^6$ см/с; в) поток магнитной энергии, привнесенный солитоном, достигает 10^{23} — 10^{24} Дж.

Отметим, что полученная оценка носит скорее иллюстративный характер, так как начальный уровень возмущения и остальные допущения взяты из весьма общих предположений. Смысл приведенной оценки сводится к тому, что возникшее вблизи основания конвективной зоны возмущение может «гидрироваться» и направляться вверх по границе магнитного слоя (вдоль по полю). Растущая при этом амплитуда «продольного» МГД-солитона, в принципе, может иметь весьма разные значения. Но энергия, переносимая этими МГД-солитонами, распространяется вверх весьма быстро ($V > \bar{C}$, где \bar{C} — средняя локальная скорость звука), за время, гораздо меньшее времени жизни активной области. Так, например, при $C \simeq 10^4$ — 10^5 см/с выход энергии возмущения с основания конвективной зоны происходит за время $\leq 10^5$ с.

Рассмотрим, на что может расходоваться энергия, привнесенная продольным (вдоль по границе магнитного слоя, вдоль по полю) МГД-солитоном.

1. Если границей магнитного слоя служит «стенка» магнитного поля сложного пятна (например, тесно расположенных ядер), то выход и диссипация «продольного» солитона может обеспечивать энергию вспышки (или серии вспышек). Это имело место, например, в комплексе АО HR 16862-63 в мае 1980 [5]. Последовательный выход энергии солитонов с диссипацией на уровне образования линии H_{α} в различные дни (25, 27, 29 мая) привела к образованию серии гомологичных вспышек в ядре группы HR 16863.

2. Совершенно иначе происходит «невспышечное освоение» энергии солитона, если границей слоя служит фоновое магнитное поле, где зарождается новая АО. В этом

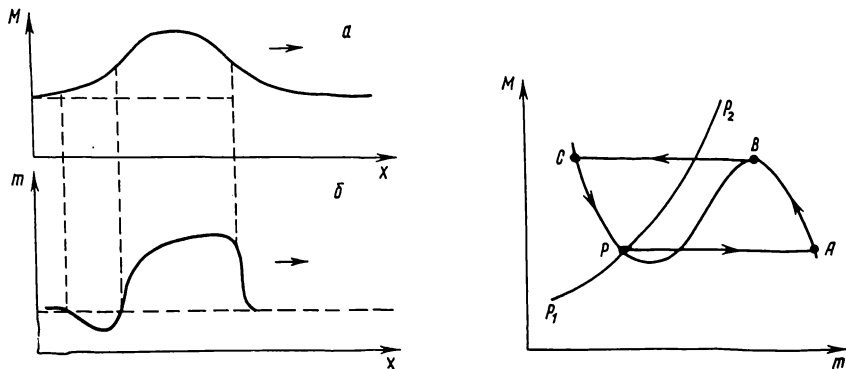


Рис. 1. Ход возмущения вдоль оси x (по высоте): а) по фоновому полю M , которое рассматривается как длинноволновой продольной (по магнитному полю) МГД-солитон; б) ход изменений концентрации m элементов (образование и распад структур из m элементов), происходящий под влиянием возмущения фонового поля M

Рис. 2. Фазовый портрет возмущения в системе m элементов и фонового поля M . Кривая $(P_1P_2): M=M(m)$ —нуль изоклины по $\left(\frac{\partial M}{\partial t} = 0\right)$ по фоновому полю. Кривая (CPBA): нуль изоклины $\left(\frac{\partial m}{\partial t} = 0\right)$ по полю m элементов: $\Phi(m) - \Phi(m, M) + D_m \frac{\partial^2 m}{\partial r^2} = 0$

случае амплитуда солитона по полю может быть небольшой ($\ll 10-10^2$ Гс), но поток энергии, привносимый серией солитонов, может растянуться на время $\geq 10^5-10^6$ с. Этот длительный приток энергии при диссипации поддерживает и усиливает процесс турбулентного динамо, то есть генерацию субгранульных филаментов, из которых (при достижении пороговой концентрации) образуются крупномасштабные структуры АО. Этот процесс самоорганизации в АО может быть описан системой уравнений структуризации [11] для двухкомпонентной среды:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \Phi(m) - \Phi(m, M) + D_m \frac{\partial^2 m}{\partial r^2}, \quad \frac{\partial M}{\partial t} = [M(m) - \bar{M}]. \quad (15)$$

Здесь m — магнитный момент в единице объема от генерируемых исходных субгранульных филаментов; M — то же, но от фонового магнитного поля; $\Phi(m)$ — нелинейная функция магнитного потока от m элементов; $\Phi(m, M)$ — нелинейная функция магнитного потока от m и M элементов, знаки которого противоположны; D_m — коэффициент нелинейной диффузии m элементов; $M(m)$ — нелинейная функция магнитного потока в фоновом поле M от концентрации m элементов; \bar{M} — средний магнитный поток фонового магнитного поля. Уравнения (15) являются нелинейной параболической системой с диффузией. В ней мы пренебрегли диффузией фонового поля по сравнению с диффузией m элементов. Однако и в таком упрощении ее решение возможно только численно. Не решая так задачу, можно получить представление о решении системы (15), если рассмотреть график и фазовый портрет нашей системы (m, M) (рис. 1, а, б и 2). На рис. 1, а представлен ход возмущения по высоте фонового поля M , рассматриваемого как распространение длинноволнового продольного МГД-солитона, о котором речь шла выше. Кривая хода изменений m элементов (рис. 1, б) отражает процесс образования и распада m элементов и их структур под влиянием возмущения фонового поля M . В координатах M, m на рис. 2 приведены нуль-изоклины $\frac{\partial M}{\partial t} = 0$ и $\frac{\partial m}{\partial t} = 0$. Кривая

(P_1P_2) представляет нелинейную функцию роста $M=M(m)$, а кривая (CPBA) характеризует нелинейное уравнение:

$$\Phi(m) - \Phi(m, M) + D_m \frac{\partial^2 m}{\partial r^2} = 0.$$

С ростом импульса возмущения фонового поля M происходит спад значения m вдоль кривой (CP) (в точке P уравниваются потоки m и M полей). И тогда происходит быстрый рост элементов m и их структур при $M=\text{const}$ по прямой (PA). В точке A рост m элементов останавливается диффузией m элементов. Генерация m элементов уравнивается при росте M поля, и в точке B достигается критическая концентрация m элементов. Поскольку в этой точке (B) импульс поля M практически заканчивается ($M \cong \text{const}$) (см. рис. 1, а, б), то в дальнейшем происходит резкое уменьшение генерации и числа m элементов. По графику (2) это означает уменьшение m до значения в точке C . Этим заканчивается один цикл генерации и распада m элементов, вызванный приходом возмущения по фоновому полю M . Рассмотренный цикл роста и уменьшения m элементов происходил в результате притока энергии, которая распространялась по фоновому полю в виде продольного МГД-солитона. Этим определился источник энергии, необходимый для образования структур АО. Очевидно, что подобный цикл может несколько раз повториться (с интервалом от нескольких часов до суток, в соответствии с условиями распространения МГД-солитонов по границе фонового поля), что действительно и наблюдается в процессе рождения и эволюции АО.

3. Третий вариант «освоения» энергии продольного солитона связан с образованием спиральных структур концентрации поля. Он становится возможным тогда, когда в уже возникшей АО (по схеме пункта 2) имеются структуры с различной степенью концентрации («упаковки») магнитного поля (пятна, поры и межпятенного более слабого поля флоккулов). Если в такой кинетически-активной среде пройдет очередной импульс возмущения по фоновому полю, то из-за различной рефракторности в этой распределенной среде образуется самоподдерживающаяся спиральная (стоячая или медленно поворачивающаяся) автоволна. В такой среде реализуются условия совместности бесилового магнитного поля и движений типа Громеко—Бельтрами. Распространения поперечных возмущений, рассмотренные выше, приводят к выходу «поперечных» к полю МГД-солитонов, которые, согласно нашей схеме, являются первичными источниками энергии вспышек.

1. Коробова З. Б., Могилевский Э. И. Автоволновая структура во вспышечно-активных областях на Солнце // Солнеч. данные.—1984.—№ 10.—С. 71—79.
2. Лозитская Н. У., Лозитский Б. Г. Существуют ли магнитные транзиенты в солнечных вспышках? // Письма в Астрон. журн.—1982.—8, № 8.—С. 500—502.
3. Могилевский Э. И. Энергетика и феноменология больших солнечных вспышек // Физика солнеч. активности.—М.: ИЗМИРАН, 1980.—С. 3—47.
4. Могилевский Э. И. Гомологичные H_α -вспышки в ядрах пятен комплекса MM16862-63 в мае 1980 // Год солнечного максимума.—М.: ИЗМИРАН.—1981.—Т. 2.—С. 151—161.
5. Могилевский Э. И. Синергетическое понимание эволюции структур солнечных магнитных полей // Publ. Debrecen Heliophys. observ.—1983.—5.—P. 487—494.
6. Harvey J. W. Dynamics of the preflare magnetic fields // Space Sci. Revs.—1983.—34, N 1.—P. 55—62.
7. Hudson H. S., Wilson R. C. Upper limits on the radiant energy of solar flares // Solar Phys.—1983.—83, N 1/2.—P. 123—130.
8. Kopisov Y. S. Seismoneuclear excitation of solar modes and solar neutrino puzzle.—M., 1983.—25 p.—(Preprint / Ac. Sci. USSR. Inst. nucl. phys., N 7545).
9. Коробова З. Б., Могилевский Э. И. Spiral structure in the flare-active regions on the Sun // Solar maximum analysis workshop. Abstracts of papers.—Irkutsk: SIBIZMIR, 1985.—P. 39—40.
10. Merzlyakov E. G., Ruderman M. S. Long nonlinear waves in compressible magnetically structured atmosphere. I. Slow sausage waves in a magnetic slab // Solar Phys.—1985.—95, N 1.—P. 51—72.
11. Могилевский Э. И. Synergetic description of the evolution of AR on the Sun and a model of one parameter short-term forecast.—M., 1980.—28 P.—(Preprint / IZMIRAN, N 43a (517)).
12. Ono H. Algebraic solitary waves in dispersion medium // J. Phys. Soc. Jap.—1975.—39, N 1.—P. 1082—1091.
13. Priest E. R. Magnetic theories of solar fares // Solar Phys.—1983.—83, N 1/2.—P. 33—45.
14. Recent advances in the undstanding of solar flares / Ed. S. R. Kane et al.—Dordrecht / Boston: Reidel Publ. co, 1983.—461 P.

15. Roberts B. Wave propagation in a magnetically structured atmosphere. II. Waves in a magnetic slab // *Solar Phys.*—1981.—69, N 1.—P. 39—56.
16. Spruit N. C. A convective zone model // *Magnetic flux tubes and transport of heat in convection zone of the Sun.* Druk. Elinkwijk BV.—Utrecht, Holland, 1978.—P. 17—34.
17. Sreenivasan S. R., Tompson D. L. Velocity fields which preserve cylindrically symmetric force-free magnetic fields // *Physica.*—1974.—78, N 2.—P. 321—339.
18. Wilson P. R., Simon G. W. Flux changes in small magnetic regions // *Astrophys. J.*—1983.—273, N 2.—P. 805—821.
19. Yeh T. Diffusive hydromagnetic flow in vicinity of a neutral point // *Ibid.*—1979.—207, N 2.—P. 837—847.
20. Patterson A., Zirin H. Transient magnetic field changes in flares // *Ibid.*—1981.—243, N 2.—P. L99—L110.

Ин-т зем. магнетизма ионосферы
и распространения радиоволн
АН СССР

Поступила в редакцию 19.06.85,
после доработки 10.09.85

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 524.3—52

ЗАРОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ОБЛАСТЕЙ ИОНИЗИРОВАННОГО ВОДОРОДА В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД / Кравчук С. Г.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-85-121. P)

На основе анализа динамики протозвездных оболочек вокруг формирующихся звезд спектральных классов В и О исследованы основные закономерности развития зон Н II. Показано, что вокруг звезд с $L_* < 10^4 L_\odot$ на стадии, предшествующей сбросу протозвездной оболочки, формируются нестационарные зоны Н II с размерами $r_{\text{H II}} \leq 10^{14}$ см и плотностью $n_e > 10^7$ см $^{-3}$. Формирующиеся звезды на этом этапе наблюдаются как переменные ИК-источники, ассоциирующиеся с переменными радиоисточниками. Для таких объектов характерна переменность аномально сильных линий серии Бреккета, Пфунда и др. Они могут ассоциироваться с переменными визуальными объектами. На стадии сброса протозвездной оболочки формируется околозвездная ионизованная область с $r_{\text{H II}} \sim 10^{14}$ см и $n_e \geq 10^7$ см $^{-3}$, расширяющаяся из-за сильного давления излучения в линии L_α . Основной источник ионизации в рассматриваемых зонах Н II — ионизация возбужденных атомов водорода квантами бальмеровского континуума. Во внешних областях околозвездных ионизованных областей степень ионизации $x \leq 0.7$. Для таких объектов характерны аномально сильные линии субординатных серий атомарного водорода. На более поздних стадиях формируются обычные компактные зоны Н II.

Вокруг звезд с $L_* \geq 10^4 L_\odot$ устойчивая зона Н II формируется только на стадии сброса протозвездных оболочек, когда вещество оболочки разгоняется до скоростей, превышающих скорость убегания от звезды. Такие ультракомпактные зоны Н II ($r_{\text{H II}} \sim 10^{16} - 10^{17}$ см и $n_e \geq 10^4$ см $^{-3}$) имеют четко выраженную оболочечную структуру. Они ассоциируются со скоплениями мазерных конденсаций ОН. Показано, что среднее расстояние мазерных конденсаций от центральной звезды $r_{\text{ОН}} \sim L_*^{1/2}$. На более поздних стадиях формируются компактные зоны Н II, во внешних областях которых могут присутствовать пылевые частицы.

Полученные результаты представляют интерес с точки зрения интерпретации результатов исследования компактных источников ИК-излучения, наблюдающихся в областях звездообразования.