

УДК 523.98 + 521.534.6

**Энергетика активности вспыхающих звезд
и Солнца: синергетический подход**

Р. Е. Гершберг, Э. И. Могилевский, В. И. Обридко

Анализ энергетических спектров вспышек на вспыхающих звездах (ВЗ) и на Солнце показывает, что максимальная энергия оптического излучения вспышек на ВЗ приближается к 10^{29} Дж, на Солнце она составляет несколько единиц 10^{25} Дж; с учетом электромагнитного излучения в других диапазонах длин волны, потерь на ускорение частиц и гидродинамических потерь полное энерговыделение в таких вспышках должно на порядок превышать полученные оценки.

Отмечаются трудности стандартной модели токовых слоев в обеспечении высокого энерговыделения в мощных вспышках на Солнце и ВЗ. Обоснована необходимость синергетического подхода к анализу структурных и кинематических особенностей конвективных зон на звездах с магнитным полем. Предложена и кратко обсуждается модель солитонного газа как механизма быстрого выноса больших порций магнитной энергии из глубоких слоев конвективной зоны в атмосферу. По-видимому, этот механизм может обеспечить энерговыделение наиболее мощных солнечных и звездных вспышек.

ENERGETICS OF ACTIVITY OF FLARE STARS AND THE SUN: A SYNERGETICAL APPROACH, by Gersberg R. E., Mogilevskij E. I., Obridko V. I. — The analysis of the energy spectra of flares on flare stars and on the Sun shows that the maximum energy of optical radiation of stellar flares is close to 10^{29} J and of solar flares is several units of 10^{25} J; taken into account the electromagnetic emission in other wavelength ranges, losses on particle acceleration and hydrodynamic losses, it is concluded that the total energy released in such flares must exceed the above estimates by an order of magnitude.

Difficulties of the standard model of current sheets in providing a high energy release in powerful solar and stellar flares are discussed and the necessity of a synergetical approach to analyse structural and kinematic properties of convective zones in the stars with a magnetic field is substantiated. The model of soliton gas as a mechanism of rapid transport of large portions of magnetic energy from deep convection layers into the atmosphere is suggested and discussed in brief. This mechanism seems to be able to provide the energetics of the most powerful solar and stellar flares.

Введение. Сходство активности вспыхающих звезд типа UV Кита и солнечной активности отмечалось еще в начале 1950-х годов, но и в конце 1960-х оно было лишь новодом для обсуждения одной из многих физических моделей таких переменных звезд [1]. Последовавшие интенсивные фотометрические, спектральные и радиоастрономические наблюдения звезд типа UV Кита позволили в середине 1970-х годов выдвинуть тезис об идентичности физической природы активности красных карликовых звезд и Солнца [36]. После прямого обнаружения рентгеновского излучения мощных звездных корон и ультрафиолетового линейчатого спектра переходных зон между хромосферами и коронами, после регистрации излучения звездных вспышек в УФ- и рентгеновском диапазонах, после прямого измерения фотоферных магнитных полей на вспыхающих звездах и успешной теоретической интерпретации короткоживущего непрерывного оптического излучения звездных вспышек в рамках модифицированной газодинамической модели солнечной вспышки (см. Труды коллоквиума МАС № 71 — Activity in red dwarf stars/Eds P. B. Byrne, M. Rodono.— Dordrecht: Reidel, 1983.— 669 p., а также [55–57]) тезис об идентичности физической природы активности Солнца и красных карликовых звезд выглядит тривиальным утверждением. Однако оно приобретает все более конструктивное содержание.

Действительно, результаты наблюдений активных процессов на Солнце, проводимых с высоким пространственным разрешением, являются исходными для феноменологических моделей скоротечных вспышек, темных пятен, светлых активных областей, корональных петель и других локальных звездных структур. В настоящее время в рамках магнитогидродинамических и плазменных представлений существуют модели практически всех проявлений солнечной активности — 11-летнего цикла, пятен, структуры спокойной хромосферы и короны, солнечных вспышек. И почти все эти модели (в той или иной степени, с тем

или иным успехом) используются для физического представления явлений звездной активности. С другой стороны, вспышки на звездах типа UV Кита, в которых иногда выделяется энергии на 2—4 порядка

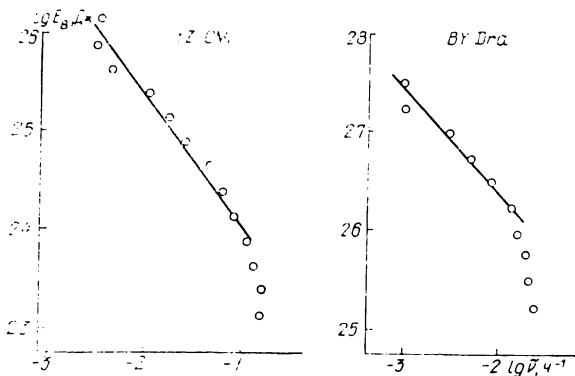


Рис. 1. Энергетический спектр вспышек двух вспыхивающих звезд типа UV Кита

больше, чем в самых мощных солнечных вспышках, и которые в общем протекают быстрее солнечных вспышек, дают весьма жесткий критерий правильности теоретических моделей солнечных вспышек. Верной может быть лишь та теория солнечных вспышек, которая при соответствующих изменениях входящих в нее существенных параметров сможет представить на 2—4 порядка более мощную вспышку, чем самые мощные вспышки на Солнце, и более скоротечную (до нескольких секунд), чем самые быстрые вспышки на Солнце.

Рассмотрим в рамках единого звездно-солнечного подхода некоторые статистические свойства вспышечной активности вспыхивающих звезд и Солнца, оценим энерговыделение наиболее мощных вспышек и с учетом упомянутого критерия правильности теоретических представлений обсудим возможности существующих моделей в представлении таких мощных вспышек.

Энергетический спектр оптического излучения вспышек звезд и Солнца. Статистические исследования четырех наиболее активных звезд типа UV Кита показали, что распределения вспышек этих звезд по полным энергиям их оптического излучения можно представить степенной функцией [35]. Позднее была обнаружена универсальность такого представления энергетического спектра звездных вспышек [11, 32, 37, 42, 50]. Кратко рассмотрим этот результат с методологической, феноменологической и физической точек зрения.

На рис. 1, взятом из [37], даны энергетические спектры вспышек двух вспыхивающих звезд — YZ CMi и VY Dra. По оси ординат отложены логарифмы полной энергии излучения вспышек в фотометрической полосе B , по оси абсцисс — логарифмы накопленных частот вспышек $\tilde{\nu}(E)$, т. е. средних частот вспышек с энергией, превышающей E

$$\tilde{\nu}(E) = \int_E^{E_{\max}} \nu(E) dE, \quad (1)$$

где $\nu(E)$ — средняя частота вспышек с энергией E . Как следует из рис. 1, для достаточно мощных вспышек связь между $\lg E$ и $\lg \tilde{\nu}$ близка к линейной, а при переходе к слабым вспышкам обнаруживается резкий излом спектра. Этот излом наблюдаемого спектра в области

слабых вспышек — результат наблюдательной селекции: близость излома в энергетическом спектре вспышек к порогу обнаружения вспышек установлена непосредственно [29]. Иными словами, лишь выше этого излома энергетический спектр вспышек несет информацию о физических свойствах вспышечной активности звезды. Отметим, что при

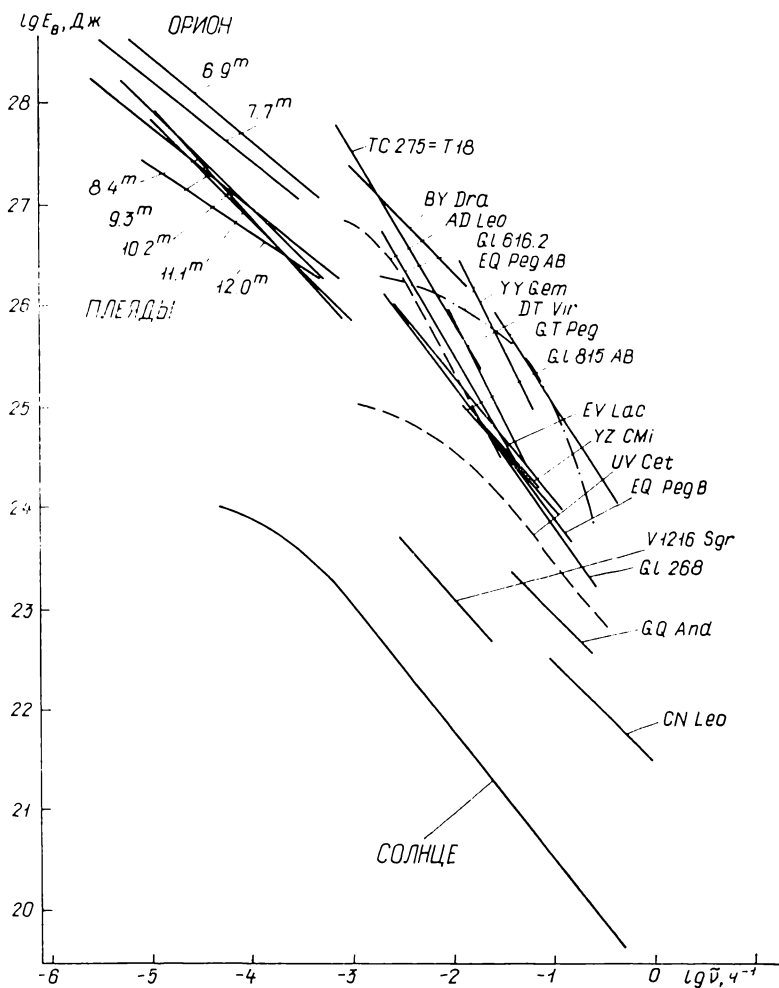


Рис. 2. Энергетические спектры вспышек отдельных вспышечных звезд в окрестности Солнца, групповые спектры вспышечных звезд в скоплениях Плеяд и Ориона и энергетический спектр солнечных вспышек

попытке связать $\nu_{\text{изл}}$ с собственными свойствами вспышечной активности ВЗ опубликованные накопленные частоты вспышек были ошибочно приняты за их средние частоты [54].

На рис. 2, взятом из [10], дана сводка построенных к настоящему времени энергетических спектров вспышек — индивидуальных спектров ВЗ в окрестностях Солнца и групповые спектры вспышечных звезд для нескольких групп ВЗ в Плеядах и Орионе. На рис. 2 приведены только физически значимые части наблюдаемых энергетических спектров, т. е. участки спектров выше соответствующих изломов, и подавляющее большинство этих участков спектров, представленных прямыми линиями, соответствует степенной зависимости $\tilde{\nu}(E)$.

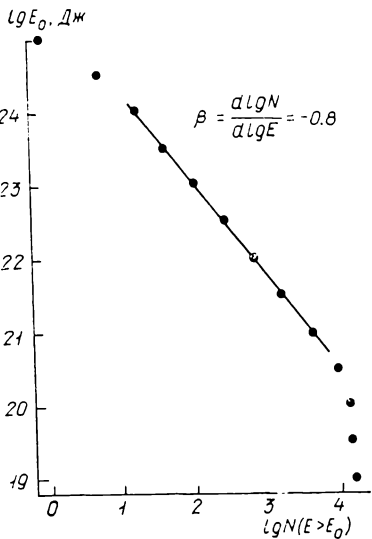
Анализ наблюдений ВЗ с учетом степенного характера энергетического спектра вспышек позволил сделать важные выводы. Так, най-

денный энергетический спектр вспышек эффективно использован для оценки общей энергии излучения вспышек и сравнения этой энергии с другими неравновесными потерями энергии ВЗ [37]. Обнаружено, что на абсолютно более ярких ВЗ истинная частота вспышек выше, чем на ВЗ меньшей светимости, хотя из-за того, что на ярких звездах вспышки теряются в лучах мощного фотосферного излучения, частота регистрируемых вспышек выше на ВЗ низкой светимости. Наконец, учет степенного характера энергетического спектра вспышек показал, что такие

статистические характеристики, как средняя амплитуда и средняя энергия регистрируемых на какой-либо ВЗ вспышек, не несут информации о собственных свойствах вспышечной активности звезды, а определяются лишь возможностями используемой аппаратуры для регистрации самых слабых вспышек на этой звезде [2].

Вернемся к рис. 2. Рассмотрим три энергетических спектра вспышек, которые обнаруживают заметное отклонение от прямых линий. Искривленная нижняя часть изображенного штрихпунктирной линией энергетического спектра вспышек в системе EQ Peg AB обусловлена, по-

Рис. 3. Энергетический спектр солнечных вспышек



видимому, неоднородностью использованных данных наблюдений. Дело в том, что частота излома спектра зависит от проникающей силы, временного разрешения и уровня собственных шумов регистрирующей системы. Поэтому, если вспышки какой-либо ВЗ наблюдались на разных телескопах с заметно различными $\nu_{\text{изл}}$, то суммарный энергетический спектр вспышек может иметь два или более излома, и физически значимую часть спектра в таком случае трудно выделить [33].

Загибы верхних частей энергетических спектров вспышек EQ Peg AB, UV Cet и AD Leo могут иметь важный физический смысл. Поскольку при любой природе вспышек существует максимальная энергия, которая может выделиться в одном таком событии, то всегда существует такая E_{max} , в окрестности которой энергетический спектр вспышек в осях рис. 2 должен переходить в горизонтальную прямую. Для большинства ВЗ, приведенных на рис. 2, наблюдения не дают указаний на существование такого насыщения их энергетических спектров. Это значит, что вспышки максимальной энергии на этих звездах еще не зарегистрированы. Загибы верхних частей энергетических спектров вспышек EQ Peg AB, UV Cet и AD Leo позволяют предполагать, что в этих случаях мы уже приближаемся к предельно мощным вспышкам. Осторожность такой формулировки обусловлена тем, что точки на энергетическом спектре в области самых высоких энергий статистически наименее надежны, так как они, по определению, основаны на минимальном числе вспышек, и некоторые загибы энергетических спектров вспышек, рассматривавшиеся ранее как указания на E_{max} , позднее «распрямлялись» при накоплении большого числа вспышек.

Перейдем теперь к Солнцу. На рис. 3 представлен энергетический спектр солнечных вспышек, построенный по данным Л. Н. Курочки [12], который на основании наблюдений N_z более 15 500 таких вспышек вычислил энергии их полного излучения во всех линиях и континуумах водородных серий, начиная с лаймановской. На рис. 3 четко

видны три обсуждавшиеся выше элемента энергетических спектров звездных вспышек: обусловленный селекцией наблюдений излом в области слабых вспышек; линейный участок, соответствующий степенной зависимости $\chi(E)$; начинающаяся область насыщения. Совпадение энергетических спектров вспышек звезд типа UV Кита и Солнца по степенной зависимости $\chi(E)$ и по спектральному индексу — еще одно свидетельство идентичности физической природы вспышечной активности этих объектов.

Вспышки максимальной энергии на Солнце и на вспыхивающих звездах. Надежная оценка максимального выделения энергии в одной вспышке на данной звезде возможна лишь с помощью статистического изучения вспышечной активности этой звезды. Значение энергии на уровне насыщения энергетического спектра вспышек дает уверенную оценку такой величины.

Как следует из рис. 3, максимальная энергия оптического и УФ-излучения водородной плазмы солнечных вспышек составляет несколько единиц 10^{25} Дж. Согласно [43], в наиболее мощных солнечных вспышках в августе 1972 г. оптическое и УФ-излучение составляло от 8 до 24 % общих энергетических потерь, включающих излучение во всем электромагнитном спектре, потери на ускорение быстрых частиц и движение вещества. Используя эти оценки, получаем, что полная энергия наиболее мощных вспышек, представленных на рис. 3, по-видимому, не превышала 10^{26} Дж. Заметим, что, согласно [39], энергетический спектр излучения солнечных вспышек в мягком рентгеновском диапазоне, в области 20 кэВ и в микроволновом диапазоне имеет степенной вид со спектральным индексом 0.8 — 0.85, что практически совпадает с оптическими и УФ-данными (рис. 3). Для потоков протонов спектральный индекс заметно отличается (0.15), но вклад этих потерь в общую энергию вспышек сравнительно мал. С другой стороны, как показали поиски солнечных «сверхвспышек» [44], ни в течение последних 19-го и 20-го циклов солнечной активности, ни в течение последних 7000 и даже 10^7 лет на Солнце не было вспышек, которые более чем на порядок превышали бы по энергии жестких частиц вспышку 4 августа 1972 г., полная энергия которой оценивается 2×10^{25} Дж.

Рассмотрим максимальные энергетические потери на звездные вспышки. Как видно из рис. 2, на самых ярких ВЗ солнечной окрестности — ВУ Dra и AD Leo — в наиболее мощных вспышках в полосе B выделяется более 10^{27} Дж, возможно даже 10^{28} Дж. На ВЗ в Плеядах и Орионе (где техника фотографических наблюдений одновременно нескольких сотен ВЗ позволяет регистрировать очень редкие события на еще более ярких ВЗ) максимальное значение E_B приближается к 10^{29} Дж. Согласно наблюдениям многих вспышек в полосах U , B , V и в ближней ИК-области, полная энергия излучения таких вспышек во всем оптическом диапазоне длин волн и в полосе B связаны статистическим соотношением [37]:

$$E_{\text{опт}} = 4.2 E_B. \quad (2)$$

Далее, вклад радиоизлучения в общее излучение вспышек сравнительно мал. Наконец, согласно [8], отношение $L_{\text{рентген}}/L_{\text{опт}} > 1$ в слабых звездных вспышках, но меньше единицы в сильных вспышках. К сожалению, до сих пор нет никаких оценок энергетических потерь в звездных вспышках на ускорение частиц и гидродинамические движения. Полагая, что, как и в случае солнечных вспышек, эти два вида потерь в несколько раз превышают суммарную энергию электромагнитного излучения, получаем, что теория вспышек должна объяснить одновременное выделение энергии до 10^{26} Дж в одном событии на Солнце и по крайней мере до $3 \cdot 10^{29}$ Дж на звездах типа UV Кита.

Недостаточность традиционной модели вспышек. В настоящее время широко распространено мнение, что первичным источником энергии солнечных вспышек является процесс аннигиляции токовой составляющей магнитного поля в активных областях (АО). Выдвинутая около 30 лет тому назад, эта гипотеза развивалась и видоизменялась по мере накопления экспериментальных данных о солнечных вспышках; сейчас она имеет несколько модификаций. В дальнейшем эту концепцию будем называть стандартной, или традиционной, моделью [24, 62].

Огромное разнообразие процессов, протекающих на разных уровнях солнечной атмосферы во время вспышки, трудно уложить в одну простую схему, и различные особенности солнечных вспышек в разной степени удается представить в рамках стандартной модели. Но существуют наблюдательные факторы, которые вообще не удается объяснить в рамках этой модели. Перечислим некоторые из них:

1. Многие попытки экспериментально обнаружить связанные со вспышками изменения в магнитном поле АО, которые отличались бы от обычных эволюционных изменений магнитного поля, не увенчались успехом [38, 46, 63].

2. В АО, где имеются сложные конфигурации магнитного поля, наблюдаются последовательно гомологичные вспышки с интервалами времени от нескольких часов до суток. Это значит, что если при вспышках и происходят изменения магнитных полей АО, то они носят обратимый характер [61].

3. В последние годы обнаружены и детально изучены корональные транзиенты — выбросы за пределы Солнца замагниченных дискретных облаков плазмы [59, 65]. Кинетическая энергия больших транзиентов оказалась более чем на порядок превышающей энергию связанных с ними вспышек. Но в связи с обсуждением стандартной модели солнечных вспышек главным является тот наблюдательный факт, что начало генерации коронального транзиента на уровне фотосферы на 15—30 мин опережает начало связанной с ним вспышки.

В теоретическом плане серьезная трудность стандартной модели связана с необходимостью быстрого удаления значительного количества вещества из области аннигиляции магнитного поля. Скорость эвакуации газа не может превышать альвеновскую, но при этом условии удается получить светимость вспышки 10^{18} — 10^{19} Вт [7], тогда как наблюдения дают 10^{18} — 10^{22} Вт [13].

Далее, стандартная модель предполагает длительное накопление энергии в короне и ее последующее быстрое освобождение во вспышке. Однако никаких наблюдательных свидетельств такого накопления до сих пор не получено [58].

Но главная и, на наш взгляд, непреодолимая трудность для традиционной модели солнечных вспышек обнаруживается при рассмотрении энерговыделения наиболее мощных вспышек на Солнце. Дело в том, что, согласно оценкам С. И. Сыроватского [62], для обеспечения энергии мощной солнечной вспышки $E=10^{25}$ Дж сила тока в токовом слое должна достигать $6 \cdot 10^{11}$ А. Измерения токов в фотосфере АО дают значение, близкое к $2 \cdot 10^{12}$ А. Но близость этих оценок нельзя рассматривать как аргумент в пользу стандартной модели, так как лишь малая часть фотосферных токов выходит в корону, а вихревые токи короны, не связанные с фотосферой, намного меньше фотосферных токов.

Действительно, если токовый слой, порождающий вспышку, образуется (согласно стандартной модели) в короне при некоторых структурных изменениях магнитных полей в АО, то предельное значение энергии такого стационарного тока можно оценить по теореме вириала, сформулированной для равновесия замагниченной плазмы В. Д. Шафрановым [30]. На основании общих свойств векторных полей магнитную энергию токового слоя в объеме V , ограниченном поверхно-

стью S , можно, согласно [4], записать в виде

$$W_{\text{маг}} = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{B}^2 dV = \frac{1}{4\pi} \int_V (\mathbf{r} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}]) dV + \frac{1}{4\pi} \int_S B_z (xB_x + yB_y) dS. \quad (3)$$

При равенстве всех сил в каждой точке рассматриваемого объема

$$\frac{1}{4\pi} [\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}] = \nabla p - \rho g + \rho \frac{dV}{dt} + \dots, \quad (4)$$

при отсутствии в короне градиента давления и сил инерции и при условии для горизонтального токового слоя

$$B_z = 0, \quad (5)$$

из (3) следует, что магнитная энергия не может превышать потенциальную энергию коронального вещества в объеме токового слоя

$$W_{\text{маг}} \leq h M g_{\odot}, \quad (6)$$

где h — высота токового слоя над фотосферой; M — масса коронального вещества в объеме V ; g_{\odot} — ускорение силы тяжести на Солнце [4]. Подставляя в (6) параметры стандартной модели токового слоя $h = 5 \cdot 10^9$ см, $V = 10^{10} \cdot 10^9 \cdot 10 \text{ см}^3 = 10^{20} \text{ см}^3$, $n \leq 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $g_{\odot} = 2.7 \times 10^4 \text{ см/с}^2$, находим $W_{\text{маг}} \leq 4 \cdot 10^{17}$ Дж, что на много порядков меньше энергии сильных солнечных вспышек. Масса коронального вещества в токовом слое в приведенной оценке составляет $3 \cdot 10^{10}$ г, полная масса солнечной короны до уровня $h = R_{\odot}/2$ — около $4 \cdot 10^{17}$ г. Таким образом, даже всей этой массы, «загнанной» в токовый слой, недостаточно для получения энергии сильных вспышек. Поэтому не подходит и идея существенного увеличения энергии вспышечного токового слоя за счет накачки большой массы замагниченной плазмы в токовый слой во время вспышки.

Характерные плотности вещества атмосфер ВЗ, видимо, на порядок — порядок величины больше, чем на Солнце, и там можно ожидать на порядок больше линейные размеры АО (см. ниже). Однако и увеличенная на 3 — 4 порядка оценка максимальной энергии по формуле (6) оказывается на много порядков меньшей, чем необходимо для наблюдаемых звездных вспышек.

Предвспышечное накопление вещества и его потенциальной энергии не может существенно увеличить приведенную оценку $W_{\text{маг}}$, так как при увеличении на порядок концентрации вещества перед вспышкой эмиссия в далекой УФ-области должна была бы возрасти на два порядка, тогда как наблюдения обнаружили увеличение солнечного УФ-излучения не более чем в несколько раз [41].

Таким образом, ни в стационарном, ни в динамическом вариантах токовый слой стандартной модели не содержит энергию, необходимую для мощных солнечных и тем более звездных вспышек.

Альтернатива традиционной модели: синергетический подход. Итак, отсутствие над фотосферой достаточного запаса энергии для вспышек, невозможность (в случае ее появления) быстрой реализации такой энергии в течение импульсной фазы вспышки за время менее 100 с из-за большой самоиндукции и свидетельствует о распространении первоначального возмущения при вспышках снизу вверх заставляют искать источники энергии вспышек в подфотосферных слоях и механизм достаточно быстрого выноса больших количеств этой энергии в атмосферу звезды во время вспышки. Рассмотрим один из возможных таких механизмов.

По-видимому, важнейшая роль магнитного поля состоит в том, что оно определяет иерархию трехмерной структуры магнитоплазмы АО, при которой становится возможным быстрый выход из подфотосферных слоев дискретных порций энергии; это определяет фундаменталь-

ные свойства эволюции АО, включая возможность возникновения вспышек. Такое представление о роли магнитных полей на Солнце и вспыхивающих звездах следует из общих энергетических представлений о свойствах магнитоплазмы в звездах и космосе вообще [17, 18].

Как показали наблюдения [25], более 90 % магнитного потока на Солнце сосредоточено в субгранульных филаментарных структурах (SGF) малых сечений с магнитной напряженностью в несколько десятых тесла. Эти структуры возникают в конвективной зоне в результате действия турбулентного динамо. Наблюдаемые в АО явления — пятна, факелы и др. — возникают в результате нелинейных волновых взаимодействий в совокупности SGF, когда их концентрация достигнет некоторого критического порогового значения. Общие закономерности процесса самоорганизации диссипативных структур в таких нелинейных неравновесных и энергетически открытых средах исследуются энергетикой [28]. Попытка использовать эти общие закономерности для солнечных условий предпринята в работе Э. И. Могилевского [19].

Как известно, в нелинейной среде крутизна фронта начального волнового возмущения возрастает, и возмущение диссипирует как ударная волна. Однако, если на длине волны уже сказывается дисперсия из-за того, что Фурье-компоненты сложного возмущения распространяются с разной скоростью, то может наступить состояние компенсации дисперсией нелинейности и возникнуть уединенное возмущение одного знака — солитон, который распространяется со скоростью, равной или превышающей локальную скорость рассматриваемой моды волны. Процесс «уравновешивания» нелинейности дисперсией в одномерной задаче описывается нелинейным уравнением Кортевега — де Фриза

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{\alpha^2} \frac{\partial^3 \Phi}{\partial r^3} = 0, \quad (7)$$

где Φ — амплитуда волны плотности вещества или напряженности магнитного поля; α — псевдоскаляр $\frac{|\text{rot } \mathbf{B}|}{|\mathbf{B}|}$ или $\frac{|\text{rot } \mathbf{V}|}{|\mathbf{V}|}$. Уравнение (7) имеет солитонное решение типа

$$\Phi = \Phi_0 \text{sech}^2 \xi, \quad \xi = (\Phi_0 \alpha^2 / 12)^{1/2} [r(t) - \Phi_0 / 3]. \quad (8)$$

Решение подобных многомерных нелинейных уравнений удастся получить только численно; например, двумерные солитоны уравнения Кадамцева — Петвиашвили [5]. Заметим, что двух- и трехмерные солитоны могут быть более устойчивы, чем одномерные.

При качественном анализе уединенных возмущений в неоднородных средах следует учитывать характерные особенности рассматриваемой магнитоплазмы.

Внешние слои солнечной конвективной зоны, пронизанные многочисленными субгранульными филаментарными структурами, на границах которых внешнее газовое давление уравновешивается внутренним магнитным и пониженным газовым давлением, аналогичны гидродинамической среде с пузырями: в обоих случаях при распространении возмущений — магнитозвуковых и звуковых волн соответственно — имеется заметная дисперсия. Далее, очевидно, что на Солнце и В3 конвективные зоны, в которых плотность вещества и напряженность магнитного поля быстро убывают с увеличением высоты, представляют собой нелинейные среды, где можно ожидать самоорганизации, поскольку эти нелинейные среды являются также энергетически открытыми. В такой ситуации должны образоваться МГД-солитоны разных мод и характерные макроскопические диссипативные структуры. По-видимому, прямое проявление таких процессов структуризации — часто наблюдаемые в АО на фотосфере и в хромосфере спиральные структуры, обусловленные автоволнами концентрации магнитоплазмы в конвективной зоне [9].

Нестационарное магнитное поле спиральной структуры имеет бессиловой характер, т. е. ток течет по полю $\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{V}$. Но в фотосфере и особенно в конвективной зоне отношение плотностей энергий $\epsilon_{\text{кин}}/\epsilon_{\text{маг}}$ может быть больше единицы. В таком случае, как показали расчеты [60], бессиловое магнитное поле возможно лишь в случае, если движение плазмы удовлетворяет условию $\nabla \times \mathbf{V} = \alpha \mathbf{V}$, т. е. является движением типа Громеко — Бельтрами. Совместимость такого движения и бессилового поля в замагниченной среде сводится к системе уравнений

$$\begin{cases} \nabla \times (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} = \alpha (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}, & \nabla \mathbf{B} = 0, \\ \nabla \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \alpha (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V}, & \nabla \mathbf{V} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

Как показал Э. П. Могилевский [17], для условий АО система (9) приводится к уравнению Кортевега — де Фриза (7).

Физический смысл волнового возмущения в плазме, где скорость вещества и напряженность поля связаны соотношением (9), сводится к тому, что в гиротронной среде происходит «зацепление» тороидально-полоидальных магнитных полей с тороидально-полоидальными полями скоростей. В турбулентной среде при условии $\langle \mathbf{V}_{\text{турб}} \cdot \text{rot } \mathbf{V}_{\text{турб}} \rangle \neq 0$, согласно расчетам С. С. Монсеева и др. [20] (которые решали задачу образования уединенного вихревого возмущения торнадо), начальное затравочное волновое возмущение экспоненциально растет. В замагниченной плазме в таком случае формируется своеобразный топологический МГД-солитон, который охватывает квазисферический объем, заполненный взаимно ортогональной системой тороидов по полю и скорости. Такая структура качественно следует также из исследований Чандрасекхара [34].

Образование и характеристики топологических МГД-солитонов подробно рассматривались в некоторых работах (см., например, [6]). В нашем случае образование таких солитонов может происходить на границах конвективных ячеек — супергранул с противоположными магнитными полями. Эти супергранулы, являясь аналогом ячеек Бенара, иллюстрируют «естественный отбор» наиболее устойчивых самоорганизующихся структур и своим существованием подтверждают необходимость использования энергетического подхода при анализе конвективных оболочек Солнца и ВЗ. Качественно образование и выход топологических МГД-солитонов у границ супергранул с разной полярностью, т. е. вдоль линии смены знака продольного магнитного поля, иллюстрирует рис. 4.

Для устойчивости структуры с бессиловым магнитным полем суммарные энергии тороидальных и полоидальных полей должны быть одинаковы. Аналогичное соотношение должно быть и между энергиями тороидальных и полоидальных движений. При «зацеплении» тороидальное движение происходит по полоидальному полю, а полоидальное движение — по тороидальному полю. В таком уединенном МГД-солитоне средняя энергия почти равномерно распределена по объему солитона. В целом солитон распространяется поперек окружающего магнитного поля со сверхальевеновской скоростью.

Вынос энергии с помощью МГД-волн неоднократно рассматривался ранее (см., например, [47, 49]). Однако МГД-волны не могут переносить энергию на большие расстояния, поскольку быстро переходят в ударные и диссипируют. Это, в частности, сохраняется и в случае распространения МГД-волн вдоль поверхности магнитоплазменных структур [15, 26, 27, 40]. В то же время солитоны распространяются практически без диссипации и поэтому могут обеспечить вынос энергии с больших глубин.

В условиях конвективной зоны АО следует ожидать формирования не отдельного солитона, а солитонного газа, который будет эффективно выносить энергию к поверхности из глубоких подфотосферных слоев.

В общем случае энергию, выносимую солитонным газом, можно оценить с помощью соотношения

$$E = \epsilon_{\text{маг}} S v \Delta t,$$

где S — площадь вспышки; v — средняя скорость солитона; Δt — длительность вспышки. Вводя $L = v \Delta t$, получаем

$$E = (B^2 / 8\pi) S L, \quad (10)$$

что совпадает с магнитной энергией объема, в котором распространяется солитонный газ.

Площадь большой солнечной вспышки составляет $3 \cdot 10^{19}$ см². Мы не знаем, как меняется с глубиной напряженность магнитного поля, но

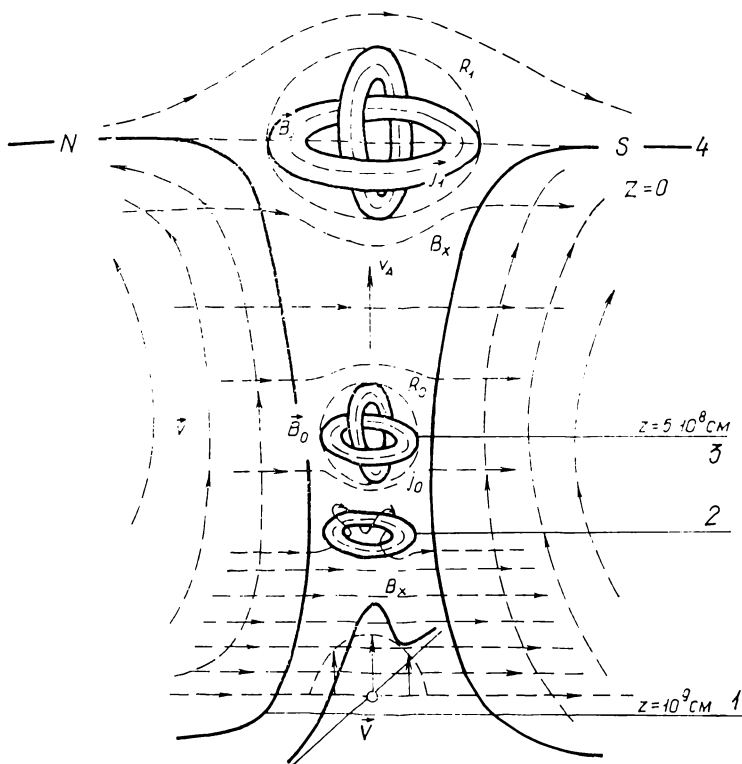


Рис. 4. Схема генерации топологического МГД-солитона на границе между супергранулами с противоположной магнитной полярностью: 1 — уровень «основания» супергранул с заданным волновым возмущением; 2 — уровень, где в потоке магнитоплазмы с числами Рейнольдса выше критического происходит бифуркация Андронова — Хопфа с образованием тороидальной структуры по скорости с деформацией окружающего магнитного поля; 3 — уровень образования двойного («зацепленного») тороида по скорости и полю с отрывом (при пересоединении) последнего от окружающего магнитного поля, т. е. уровень формирования топологического МГД-солитона; 4 — уровень выхода или отражения всплывающего топологического МГД-солитона

во всяком случае оно больше напряженности среднего поля на поверхности АО ($B \sim 0.15$ Тл). Еще неопределенной величина L , поскольку скорость распространения солитонного газа не известна. Однако можно полагать, что эта величина меньше глубины конвективной зоны $2 \cdot 10^{10}$ см и больше горизонтального размера вспышки $5 \cdot 10^9$ см. Тогда формула (10) дает 10^{27} Дж, что достаточно для самых мощных солнечных вспышек. Более подробная оценка на основе формул из работы [6] с учетом энергии и числа отдельных топологических МГД-солитонов дает результат, совпадающий с полученным выше на основе полукачественных соображений.

Для звездных вспышек необходим запас энергии на 3.5 порядка больше, чем для солнечных вспышек. Убедимся, что модель МГД-солитонов в условиях ВЗ может обеспечить и такой запас энергии.

Как известно, неоднородность поверхности ВЗ обнаружена по фотометрическим наблюдениям. Но анализ таких наблюдений дает, как правило, лишь изменения суммарного эффекта пятен [48, 64], а не размеры и число отдельных пятен. Спектральные наблюдения в далекой УФ-области, где регистрируются эмиссионные линии переходной области между хромосферой и короной, показали, что у активных ВЗ значительная часть поверхности покрыта АО [45]. Поляриметрические измерения ВЗ не обнаружили их собственной линейной поляризации, которую можно было бы связать с продольными магнитными полями [51]. Однако магнитометрические наблюдения методом Робинсона [53] в неполяризованном свете и наблюдения с Фурье-спектрометром в ИК-диапазоне привели к обнаружению на ВЗ магнитных полей напряженностью до нескольких десятых тесла, покрывающих большую часть звездной поверхности [55 — 57]. Эти результаты наблюдений означают, что на ВЗ преобладают поперечные магнитные поля, которые могут существовать лишь при сложной мультиполярной структуре звездной поверхности.

Согласно [56], на EQ Vir число магнитных диполей может превышать 160, а средняя напряженность магнитного поля составляет 0.38 Тл, и оно покрывает 80 % поверхности звезды. Для приблизительной оценки допустим, что области с магнитными полями равномерно распределены по звезде. Тогда характерный размер пятна составляет $7 \cdot 10^9$ см, а характерное расстояние между пятнами равно $7 \cdot 10^8$ см. Хотя неравномерность распределения пятен может изменить эти оценки, едва ли можно сомневаться в том, что звездные пятна гораздо крупнее солнечных.

У солнечного пятна полутень занимает около 60 % его диаметра. Физически полутень представляет собой переходную область между тенью с сильным вертикальным магнитным полем и невозмущенной зоной с очень слабым полем. В полутени магнитное поле преимущественно горизонтально, но даже при малых углах наклона поля к поверхности Солнца ($5 - 10^\circ$) ширина полутени не может превышать 10 — 20 толщин фотосферы. Поэтому с увеличением размеров пятна ширина полутени должна достигнуть некоторого предела и далее не увеличиваться [21, 31]. По-видимому, такая ситуация реализуется в звездных пятнах, где полутень должна занимать лишь несколько процентов площади, а основную часть занимает тень с вертикальным полем. Поэтому промежуток между звездными пятнами должны быть двух типов: 1 — с большими поперечными полями, соединяющими пятна противоположной полярности; 2 — за пределами дипольных групп, где поля должны монотонно убывать до уровня невозмущенной фотосферы. Очевидно, что в таких разных межпятенных областях должны возникать и распространяться МГД-возмущения разных типов.

Вспыхивающая звезда EQ Vir имеет спектральный класс K5 и, следовательно, по массе, размеру и структуре близка к тем ВЗ, на которых были зарегистрированы наиболее мощные звездные вспышки рассматриваемого типа. Если средняя напряженность магнитных полей на этой звезде составляет 0.37 Тл, то представляется правдоподобным предположение о напряженности $B \sim 1$ Тл в области развития мощной вспышки. Далее, если размер такой вспышки близок к размеру среднего пятна $5 \cdot 10^{10}$ см², а $L \approx 7 \cdot 10^9$ см, то из формулы (10) получаем $E \approx 10^{29}$ Дж. Эта величина близка к максимальной энергии звездных вспышек.

Очевидно, что полученные оценки максимальных энергий солнечных и звездных вспышек близки к абсолютному максимуму энергии, который вообще может обеспечить рассматриваемый механизм.

Заключение. Итак, синергетический подход позволяет наметить путь решения проблемы максимальных энергий солнечных и звездных вспышек, в рамках единой концепции понять источники первичной энергии этих спорадических явлений и механизм выноса дискретных порций энергии. Задача дальнейших исследований в этом направлении состоит в разработке конкретной модели МГД-солитонного газа в условиях звездной конвективной зоны и изучении возможных механизмов передачи энергии от солитонного газа в солнечную и звездную атмосферу. Отметим некоторые другие возможности, которые концепция МГД-солитонов открывает в исследованиях активности Солнца и звезд.

Во-первых, рассмотренный топологический МГД-солитон, распространяющийся поперек магнитного поля и сохраняющий свой объем пока справедливо неравенство $\epsilon_{\text{кин}}/\epsilon_{\text{маг}} \geq 1$, — это не единственно возможное проявление самоорганизации замагниченной плазмы в конвективной зоне звезды. Распространение солитонного МГД-возмущения вдоль границы вертикального магнитного поля, т. е. во втором из двух типов промежутков между звездными пятнами, описывается отличным от уравнения Кортевега — де Фриза также нелинейным уравнением Беньямина — Оно

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + a\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r} - b \frac{\partial^2 H(\Phi)}{\partial r^2} = 0, \quad (11)$$

где $H(\Phi)$ — преобразование Гильберта [52]. Решение этого уравнения в виде двухмерного, так называемого алгебраического, МГД-солитона в приложении к солнечным условиям рассмотрено в работе [19]. Энергия таких МГД-солитонов на 2—3 порядка меньше энергии топологических солитонов, но особенность распространения алгебраических солитонов состоит в том, что в процессе распространения вверх в них резко нарастает амплитуда возмущения и происходит существенное уменьшение их протяженности. Прохождение и диссипация такого солитона через зону температурного минимума и хромосферу со скоростью, близкой к локальной альвееновской, происходит в АО Солнца за 10—100 с, и это может обеснечить первичную энергию импульсных вспышек. Поскольку на Солнце и на ВЗ альвееновские скорости примерно одинаковы, а геометрические размеры соответствующих структур в атмосферах ВЗ поздних спектральных классов заметно меньше солнечных, то такие солитоны могут дать объяснение существованию на этих ВЗ вспышек продолжительностью в несколько секунд [3].

Во-вторых, как показали аналитические и численные расчеты Е. А. Руденчика [22, 23], при распространении в солнечной атмосфере возмущений, возникающих на уровне фотосферы АО в результате выхода и диссипации МГД-солитона и появления цуга дальнейшей волн, в корону выбрасывается до 10^{16} г вещества, которое затем нагревается до корональной температуры и в межпланетной среде должно проявиться как корональный транзит. Заметим, что в самой солнечной атмосфере нет источника вещества для формирования столь массивных локальных выбросов. То, что первичные источники энергии солнечных вспышек связаны с выходом энергии из подфотосферных слоев с последующим распространением возмущения вверх в хромосферу и корону АО, подтверждается и рядом наблюдений [14, 16, 66].

В-третьих, вопреки названию предыдущего раздела, синергетический подход, строго говоря, не альтернативен стандартной модели вспышек: он не заменяет, а существенно дополняет эту модель. Действительно, распространяющийся вверх МГД-солитон (или вызванный им цуг нелинейных волн) может быть причиной срыва в существующем в короне токовом слое и может спровоцировать все последующие нестационарные процессы в солнечной атмосфере, которые при интерпретации солнечных вспышек во многих случаях успешно рассматривались в рамках стандартной модели.

Нелинейность и энергетическая открытость конвективной зоны с магнитным полем не вызывает сомнений. В такой среде, согласно термодинамике открытых систем, неизбежно должны развиваться процессы самоорганизации. Очевидно, что дискретные вспышки могут возникнуть в результате именно таких процессов. Поэтому дальнейшее развитие синергетического подхода к анализу солнечной и звездной активности представляется весьма перспективным направлением исследований.

1. Гершберг Р. Е. Вспышки красных карликовых звезд. — М.: Наука, 1970. — 168 с.
2. Гершберг Р. Е. Энергетический спектр вспышек звезд типа UV Кита и физический смысл некоторых статистических характеристик таких звезд // *Астрофизика*. — 1985. — 22, вып. 3. — С. 531—544.
3. Гершберг Р. Е., Петров П. П. Наблюдения на Астроне: очень быстрая вспышка EV Gas / Вспыхивающие звезды и родственные объекты / Под ред. Л. В. Мирзояна. — Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986. — С. 38—42.
4. Ден О. Г., Корицкая Е. А., Молодецкий М. М. О расчете магнитных полей активных областей в потенциальном приближении // *Проблемы физики солнечных вспышек*. — М.: ИЗМРАН, 1983. — С. 72—77.
5. Каюмов Б. Б., Петвициани В. П. Об устойчивости усиленных волн в слабо диспергирующих средах // Докл. АН СССР. — 1970. — 192, № 4. — С. 753—756.
6. Камчатков А. М. Топологический солитон в магнитной гидродинамике // *Журн. эксперим. и теор. физики*. — 1982. — 82, № 1. — С. 117—124.
7. Каплан С. А., Никельшер С. Б., Цытович В. П. Физика плазмы солнечной атмосферы. — М.: Наука, 1977. — 255 с.
8. Кацова М. М., Лившиц М. А. Оптический континуум при вспышках на красных карликах как результат импульсного нагрева хромосферы. Вспыхивающие звезды и родственные объекты / Под ред. Л. В. Мирзояна. — Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1986. — С. 183—191.
9. Коробова З. Б., Могилевский Э. П. Автоволновая структура во вспышечно-активных областях на Солнце // *Солнеч. данные*. — 1981. — № 10. — С. 71—79.
10. Коротин С. А., Краснобабцев В. П. Распределение вспышек звезд типа UV Кита в рассеянных скоплениях и в окрестностях Солнца по энергиям оптического излучения // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*. 1985. — 73. — С. 131—143.
11. Краснобабцев В. П., Гершберг Р. Е. Распределение вспышек красных карликовых звезд по энергиям оптического излучения // Там же. — 1975. — 53. — С. 154—164.
12. Курочка Л. П. Распределение по энергиям 15 тысяч солнечных вспышек // *Астрон. журн.* — 1987. — 64, вып. 2. — С. 413—446.
13. Курочка Л. П., Россада В. М. Энергия излучения оптических солнечных вспышек. III // *Солнеч. данные*. — 1981. — № 7. — С. 95—100.
14. Ложицкий И. П., Ложицкий В. Г. Существуют ли «магнитные транзисторы» в солнечных вспышках? // *Письма в Астрон. журн.* — 1982. — 8, № 8. — С. 500—502.
15. Мазур В. А., Михайловский А. В., Френкель А. Л., Шухман П. Г. Неустойчивость несобственных колебаний // *Вопр. теории плазмы*. — 1979. — Вып. 9. — С. 233—255.
16. Меркуленко В. Е., Паламарчук Т. Э., Поляков В. П. Синхронные колебания хромосферы в пределах комплекса активности и динамические процессы в волокне во время вспышек 6.10.79 // *Послед. по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца*. — 1983. — Вып. 65. — С. 172—190.
17. Могилевский Э. П. Энергетика и феноменология больших солнечных вспышек // *Физика солнечной активности*. — М.: ИЗМРАН, 1980. — С. 3—47.
18. Могилевский Э. П. Синергетическое понимание эволюции структур солнечных магнитных полей // *Publs Debresen heliophys. observ.* — 1983. — 5. — P. 487—494.
19. Могилевский Э. П. Структуризация вспышечно-активной области и солитонная модель первичного источника энергии и вещества в солнечных вспышках // *Кинематика и физика небес. тел.* — 1986. — 2, № 2. — С. 75—82.
20. Моисеев С. С., Саидеев Р. З., Тур А. В. и др. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // *Журн. эксперим. и теорет. физики*. — 1983. — 85, вып. 6 (12). — С. 1979—1987.
21. Обридко В. П. Солнечные явтия и комплексы активности. — М.: Наука, 1985. — 255 с.
22. Руденчик Е. А. Перенос вещества МГД волнами в звездных атмосферах // *Письма в Астрон. журн.* — 1983. — 9, № 8. — С. 504—507.
23. Руденчик Е. А. Перенос вещества пучками быстрых МГД волн в солнечной атмосфере: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — М., 1986. — 11 с.
24. Солов Б. В., Сыроватский С. П. Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками // *Успехи физ. наук*. — 1976. — 120, № 2. — С. 217—240.
25. Стенфло Дж. О. Мелкомасштабные магнитные поля на Солнце // *Проблемы солнечной активности*. — М.: Мир, 1979. — С. 75—120.
26. Сукватов Ю. А. Резонансное поглощение альвеновских волн в неоднородной магнитной трубке // *Физика солнечной активности*. — М.: ИЗМРАН, 1980. — С. 131—144.
27. Сукватов Ю. А. Волны в неоднородных магнитных трубках активной области на Солнце: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Л., 1986. — 17 с.

28. *Хаген Г.* Синергетика. Церархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах.— М.: Мир, 1985.— 419 с.
29. *Чугайнов П. Ф.* Связь внешней активности звезд типа UV Cet с возрастом // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1972.— 46.— С. 14—24.
30. *Шафранов В. Д.* Равновесие плазмы в магнитном поле // *Вопр. теории плазмы.*— 1963.— Вып. 2.— С. 93—131.
31. *Antalova A.* The ratio of penumbral and umbral areas of sunspots in the 11-year solar activity cycle // *Bull. Astron. Inst. Czech.*— 1971.— 22, N 6.— P. 352—370.
32. *Byrne P. B.* Optical photometry of flares and flare statistics // *Activity in red dwarf stars* / Eds P. B. Byrne, M. Rodono.— Dordrecht: Reidel, 1983.— P. 157—174.
33. *Byrne P. B., McFarland J.* Gliese 867—further observations of a multiple flare star system // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*— 1980.— 193, N 2.— P. 525—532.
34. *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability.— Oxford: Clarendon press, 1961.— 652 p.
35. *Gershberg R. E.* Some results of the cooperative photometric observations of the UV Cet type flare stars in the years 1967—71 // *Astrophys. Space Sci.*— 1972.— 19, N 1.— P. 75—92.
36. *Gershberg R. E.* Flares of red dwarf stars and solar activity // *Variable stars and stellar evolution* / Eds V. Sherwood, L. Plaut.— Dordrecht: Reidel, 1975.— P. 47—61.
37. *Gershberg R. E., Shakhovskaya N. I.* Characteristics of activity energetics of the UV Cet type flare stars // *Astrophys. Space Sci.*— 1983.— 95, N 2.— P. 235—253.
38. *Harvey K. L., Harvey J. W.* A study of the magnetic and velocity fields in an active region // *Solar Phys.*— 1979.— 47, N 1.— P. 233—246.
39. *Hudson H. S.* Threshold effect in second-stage acceleration // *Ibid.*— 1978.— 57, N 1.— P. 237—240.
40. *Ionson J. A.* Resonant absorption of Alfvénic surface waves and the heating of solar coronal loops // *Astrophys. J.*— 1978.— 226, N 2.— P. 650—673.
41. *Izanos E. V.* The study of evolution of extreme ultraviolet sources over sunspots as given by OSO-4 data and some implications for predicting sunspot evolution and flare activity // *Solar-terrestrial prediction proceedings. Vol. 3.*— Boulder: NOAA, 1980.— P. 189—203.
42. *Lacy C. H., Moffett T. J., Evans D. S.* UV Ceti stars: statistical analysis of observational data // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*— 1976.— 30, N 1.— P. 85—96.
43. *Lin R. P., Hudson H. S.* Non-thermal processes in large solar flares // *Solar Phys.*— 1976.— 50, N 1.— P. 153—178.
44. *Lingenfelter R. E., Hudson H. S.* Solar particle fluxes and the ancient Sun // *The ancient Sun: fossil records in the Earth, Moon and meteorites* / Eds R. O. Pepin, J. A. Eddy, R. B. Merrill.— New York: Pergamon Press, 1980.— P. 69—79.
45. *Linsky J. L.* The quiescent chromospheres and transition regions of active dwarf star // *Activity in red dwarf stars* / Eds P. B. Byrne, M. Rodono.— Dordrecht: Reidel, 1983.— P. 39—60.
46. *Marlin S. F., Livi S. H., Wong J.* The cancellation of magnetic flux in a decaying active region // *Austral. J. Phys.*— 1985.— 38.— P. 929—959.
47. *Mullan D. J.* Are stellar flares energized by the missing energy in starspots? // *Astrophys. J.*— 1975.— 200, N 3.— P. 641—645.
48. *Olah K.* Starspot problems // *Com. Konkoly Obs. Hungarian Acad. Sci.*— 1986.— N 86.— P. 393—407.
49. *Parker E. N.* The nature of the sunspot phenomenon // *Solar Phys.*— 1975.— 40, N 2.— P. 275—289.
50. *Pettersen B. R., Coleman L. A., Evans D. S.* The flare activity of AD Leo // *Astrophys. J.*— 1984.— 54, N 3.— P. 375—386.
51. *Pettersen B. R., Hsu J. C.* Search for linear polarization in solar neighborhood flare stars and spotted stars // *Ibid.*— 1981.— 247, N 3.— P. 1013—1023.
52. *Roberts B.* Wave propagation in a magnetically structured atmosphere // *Solar Phys.*— 1981.— 69, N 1.— P. 39—56.
53. *Robinson R. D.* Magnetic field measurements on stellar sources: a new method // *Astrophys. J.*— 1980.— 239, N 3.— P. 961—967.
54. *Rosner R., Vaiana G. S.* Cosmic flare transients: constraints upon models for energy storage and release derived from the event frequency distribution // *Ibid.*— 1978.— 222, N 3.— P. 1104—1108.
55. *Saar S. H., Linsky J. L.* The photospheric magnetic field of the dM3.5e star AD Leonis // *Ibid.*— 1985.— 299, N 1.— P. 147—50.
56. *Saar S. H., Linsky J. L., Beckers J. M.* The magnetic field of the BY Draconis flare star EQ Virginis // *Ibid.*— 1986.— 302, N 2.— P. 777—784.
57. *Saar S. H., Linsky J. L.* Further observations of magnetic fields on active dwarf stars // *Colorado Astrophysics.*— S. I., 1986.— P. 93—95.
58. *Sawyer C., Warwick J. W., Dennett J. T.* Solar flare prediction.— Boulder: Colorado Ass. Univ. press, 1986.— 179 p.
59. *Simmitt G. M., Harrison R. A.* The onset of coronal mass ejections // *Solar Phys.*— 1985.— 99, N 1/2.— P. 291—311.
60. *Sreenivasan S. R., Thompson D. L.* Velocity fields which preserve cylindrically symmetric force-free magnetic fields // *Physica.*— 1974.— 78.— P. 321—339.
61. *Svestka Z.* Solar flares.— Dordrecht: Reidel, 1980.— 399 p.

62. *Syrovatskij S. I.* Pinch sheets and reconnection in astrophysics // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*— 1981.— 19.— P. 163—229.
63. *Tanaka K.* Measurement and analysis of magnetic field variation during a class 2b flare // *Solar Phys.*— 1978.— 58, N 1 — P. 149—163.
64. *Vogt S. S.* Spots, spot-cycles, and magnetic fields of late-type dwarfs // *Activity in red dwarf stars* // Eds P. B. Byrne, M. Rodono.— Dordrecht: Reidel, 1983.— P. 137—156.
65. *Wagner W. T.* Coronal mass ejections // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*— 1984.— 22.— P. 267—289.
66. *Zirin H., Tanaka K.* Magnetic transients in flares // *Astrophys. J.*— 1981.— 250, N 2.— P. 791—795.

Крым. астрофиз. обсерватория АН СССР, Научный,
Ин-т зем. магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн АН СССР, Троицк

Поступила в редакцию
01.04.87

РЕФЕРАТЫ ДЕПОНИРОВАННЫХ РУКОПИСЕЙ

УДК 524.31

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ. АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ 15 ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ 311—750 нм / Терез Э. И.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 3633—В87)

Приведены результаты многолетних исследований абсолютного распределения энергии в спектрах 15 звезд, принятых в качестве первичных спектрофотометрических стандартов. Измерения выполнены в области 311—750 нм с помощью нового метода абсолютной калибровки, основанного на наблюдении диффузно рассеивающего экрана, освещенного лабораторным стандартным источником света. Полученные величины внеатмосферных энергетических освещенностей от всех исследованных звезд привязаны к Государственному эталону СССР спектральной плотности энергетической яркости.

УДК 521.27:523.44

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЗИЦИОННЫХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ МАЛЫХ ПЛАНЕТ ПАРТЕНОПА, ПАЛЛАДА И ЮНОНА В 1984—1985 ГГ. В АО ХГУ / Павленко П. П., Павленко Л. С.

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 3796—В87)

Изложена методика позиционных фотографических наблюдений избранных малых планет на короткофокусном астрографе АО ХГУ. Приведены результаты наблюдений (11 положений), *O—C*, а также сведения об опорных звездах.