

Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации

(30 ноября 2005 г.)

30 ноября 2005 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Кузнецов В.Д.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Троицк, Московская обл.). *Гелиофизика: от наблюдений к моделям.*

2. **Зайцев В.В.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород), **Степанов А.В.** (Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН (ГАО) РАН, Санкт-Петербург). *Проблемы физики солнечной активности.*

3. **Чуразов Е.М., Сюняев Р.А., Сазонов С.Ю., Ревнивцев М.Г.** (Институт космических исследований РАН, Москва), **Варшавович Д.А.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Аннигиляционное излучение центральной зоны Галактики: результаты обсерватории ИНТЕГРАЛ.*

4. **Фабрика С.Н., Аболмасов П.К., Карпов С.В., Шолухова О.Н.** (Специальная астрофизическая обсерватория (САО) РАН, п. Нижний Архыз, Карачаево-Черкесская Республика), **Гош К.К. (Ghosh K.K.)** (Universities Space Research Association, NASA Marshall Flight Center, USA). *Ультраяркие рентгеновские источники в галактиках — микроквазары или черные дыры промежуточных масс.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 96.60.-j, 95.55.Ev, 95.75.-z

Гелиофизика: от наблюдений к моделям

В.Д. Кузнецов

1. Введение

Современная гелиофизика — это наука о физических процессах в гелиосфере: от недр Солнца до границы гелиосферы, на которой солнечный ветер взаимодействует с межзвездной средой, образуя гелиопаузу. Изучение Солнца важно не только для астрофизики, но и, так как Солнце ближайшая к нам звезда, для практики и

самой жизни на Земле. Современная солнечная и солнечно-земная физика образуют практически единую науку — гелиофизику. Как и многие другие разделы физики, гелиофизика основывается на традиционной схеме исследований — научная аппаратура, наблюдения и экспериментальные данные, применение теории и построение моделей наблюдаемых явлений.

2. Наблюдения — экспериментальные данные

За последние годы новые и наиболее значимые результаты по гелиофизике были получены главным образом с помощью космических аппаратов (КА). Сейчас действует несколько гелиофизических КА, которые обеспечивают исследователей экспериментальными данными. Это КА НАСА ULYSSES (год запуска 1990), TRACE (Transition Region and Coronal Explorer) (1998 г.), RHESSI (The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager) (2002 г.), КА Европейского космического агентства SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (1995 г.) и российско-украинский КА КОРОНАС-Ф (Комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца) (2001 г.), который в результате естественной эволюции орбиты прекратил свое существование 6 декабря 2005 г.

На спутнике КОРОНАС-Ф получен довольно большой объем экспериментальных данных [1–3]. На его борту находилось 15 научных приборов, которые наблюдали Солнце во всем диапазоне электромагнитного спектра — от оптической до гамма-области, так что спутник представлял собой гелиофизическую обсерваторию, разнообразные данные которой позволяют проводить комплексный анализ гелиофизических явлений. Основные научные результаты гелиофизических исследований на спутнике КОРОНАС-Ф, полученные за последнее время, в январе 2005 г. были представлены на заседании Президиума РАН и опубликованы в [1–4].

3. Гелиосейсмология

Природа 11-летнего солнечного цикла и явлений солнечной активности кроется в недрах Солнца. В центре Солнца происходят термоядерные реакции, энергия от которых переносится наружу через лучистую зону, а затем при приближении к поверхности Солнца более



Рис. 1. Пример сигнала в канале 350 нм спектрофотометра ДИФОС/КОРОНАС-Ф, представляющего собой набор гармоник с разными периодами, амплитудами и фазами и наложенным на них шумовым спектром (сигнал очищен от отраженного от земной атмосферы света).

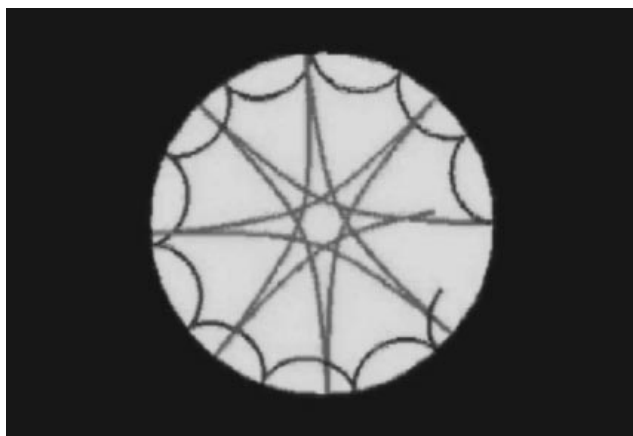


Рис. 2. Высокие и низкие пространственные гармоники глобальных колебаний Солнца в лучевой трактовке. Показано распространение луча от поверхности Солнца вглубь до некоторого критического радиуса, где происходит его отражение в сторону поверхности, дойдя до которой луч опять отражается вглубь, многократно распространяясь таким образом внутри Солнца.

эффективным оказывается конвективный перенос энергии. Образованная конвективная зона и определяет динамику магнитного поля в солнечном цикле. Информацию о внутренних слоях Солнца можно получить, регистрируя солнечные нейтрино с помощью наземных наблюдений [5], а также с помощью гелиосейсмологии, наблюдая на КА глобальные колебания Солнца как гравитирующего плазменного шара [6].

Многоканальный спектрофотометр ДИФОС на спутнике КОРОНАС-Ф регистрировал глобальные колебания (р-моды с периодами около 5 мин) Солнца, измеряя в широком диапазоне длин волн (350–1500 нм) очень малые (10^{-6}) изменения потока солнечного излучения, связанные с этими колебаниями [7]. Сигналы прибора в восьми спектральных каналах (рис. 1) подвергаются спектральному анализу для определения гармоник — набора гармонических колебаний с разными периодами, амплитудами и фазами. Прибором определяются низкие пространственные гармоники глобальных колебаний (рис. 2) (см. также фильм 1 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>) (число узлов колеба-

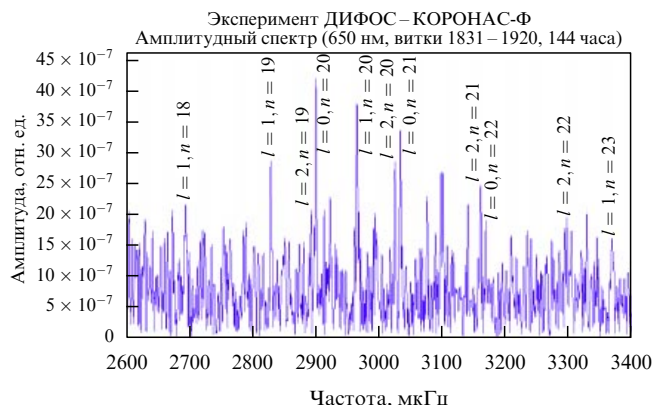


Рис. 3. Амплитудный спектр глобальных колебаний Солнца по данным прибора ДИФОС/КОРОНАС-Ф (ИЗМИРАН). Каждому пику соответствует гармоническое глобальное колебание с определенным периодом (гармоника). Числа l и n характеризуют число узлов колебания по гелиодолготе и по радиусу Солнца соответственно.

ния по гелиодолготе $l = 0, 1, 2$), которые охватывают все слои Солнца от поверхности до ядра. Полученные на основе спектрального анализа амплитудные спектры глобальных колебаний (рис. 3) показывают наличие примерно 10–15 гармоник в каждый момент времени. Определенные из этих спектров периоды отдельных гармоник позволили отождествить наблюдаемые гармоники с соответствующими пространственными гармониками глобальных колебаний Солнца (числа l и n на рис. 3). Совпадение частот, определяемых из наблюдений, с теоретически рассчитанными частотами позволяет судить о правильности модели внутреннего строения Солнца, например о глубине конвективной зоны. Частоты совпадают с большой точностью, позволяющей провести отождествление гармоник. Повышение точности измерений периодов гармоник и уточняемые при этом величины отклонений измеряемых периодов от теоретических позволяют корректировать модель внутренних слоев Солнца, что и является одной из главных задач гелиосейсмологических исследований [6].

Наблюдаемые гармоники возбуждаются случайным образом в определенный момент времени, живут в течение нескольких дней или недель, затем исчезают, вместо них возбуждаются другие гармоники с другими периодами. Такое поведение может быть объяснено на основе рассмотрения глобальных колебаний как стохастически возбуждаемых затухающих колебаний:

$$\ddot{x}(t) + \gamma \dot{x}(t) + \omega^2 x(t) = \varepsilon(t)$$

с возбуждающей "внешней силой" $\varepsilon(t)$, определяемой воздействием конвективной оболочки с широким спектром шума на глобальные колебания как на резонатор внутри Солнца.

Более тонкие эффекты, связанные с зависимостью частот гармоник от фазы солнечного цикла, требуют длинных рядов наблюдений. Такие ряды получены в эксперименте ДИФОС/КОРОНАС-Ф (ИЗМИРАН) за четыре с половиной года наблюдений на фазе спада текущего 23-го солнечного цикла — от времени фазы максимума в 2001 г. до декабря 2005 г. Эти данные проходят обработку и "очистку" от отраженного земной

атмосферой света, который вносит помехи, для обеспечения нужной точности при спектральном анализе. Изменения частот гармоник с фазой цикла можно будет связать с изменениями параметров используемой модели внутреннего строения Солнца [8].

Наблюдения в широком диапазоне длин волн (350–1500 нм) позволили установить рост амплитуды глобальных колебаний в сторону УФ-области спектра [3, 7]. Достоверность этих наблюдений была подтверждена теоретическими расчетами — решениями уравнений радиационной магнитной гидродинамики (МГД) в слоях формирования излучения в фотосфере [9, 10]. Теоретические спектральные функции относительных флуктуаций интенсивности, связанные с глобальными колебаниями, хорошо описывают наблюдаемый спектр. Такой рост амплитуд позволяет считать УФ-канал наиболее информативным для наблюдений глобальных колебаний Солнца, что важно для планирования будущих гелиосейсмологических экспериментов. Такие эксперименты будут продолжены прибором "Сокол" (ИЗМИРАН) на третьем спутнике серии КОРОНАС–КОРОНАС-ФОТОН, который готовится к запуску в 2007–2008 гг.

Наблюдениям на разных длинах волн (шесть различных спектральных каналов прибора ДИФОС — 350, 500, 650, 850, 1000, 1500 нм) соответствуют излучения, исходящие из разных глубин солнечной атмосферы, что позволяет (при одновременных наблюдениях на этих длинах волн) получать фазы волн глобальных колебаний и изучать характер их распространения. Первые попытки такого анализа по данным эксперимента ДИФОС/КОРОНАС-Ф предприняты в [11].

Тонкий частотный анализ спектров, полученных по длинным рядам наблюдений, позволяет установить связанное с вращением Солнца расщепление частот гармоник, что, в свою очередь, дает принципиальную возможность определять угловую скорость вращения внутренних слоев Солнца [12]. Зависимости угловой скорости от глубины, полученные для разных гелиоширот по данным измерений в эксперименте MDI (Michelson Doppler Imager) на КА SOHO [13], позволили определить местонахождение на дне конвективной зоны тахоклинной области, т.е. области турбулентного перемешивания, образованной сдвиговыми движениями на глубинах резкого изменения градиента угловой скорости, где работает солнечное динамо и происходит усиление магнитного поля [14].

4. Всплывание магнитных полей и их фрагментация на магнитные трубки

Магнитные поля являются основной причиной активных явлений на Солнце. Генерированные в подфотосферных слоях они выносятся на поверхность благодаря эффекту магнитной плавучести [15, 16] (см. фильм 2 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>). При этом, как показывают многочисленные наблюдения, происходит фрагментация магнитного поля на силовые трубки, которые во многом определяют структуру и динамику внешней атмосферы Солнца.

Моделируя подфотосферные слои Солнца в поле тяжести изотермической экспоненциальной атмосферой с постоянной альфвеновской скоростью, в рамках уравнений МГД с турбулентной вязкостью удастся воспро-

извести процесс разбиения магнитного поля на силовые трубки и определить их поперечные и продольные размеры как масштабы максимального инкремента линейной неустойчивости магнитной плавучести [17, 18]. Для условий в конвективной зоне (типичных значений турбулентной вязкости $\nu_t = 1/3\nu \approx 6 \times 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, определяемой из "теории пути перемешивания", и других параметров) полученные размеры трубок хорошо согласуются с наблюдениями (продольный размер $3 \times 10^9 \text{ см}$, поперечный размер $2 \times 10^8 \text{ см}$). В полученном решении весьма ценно выражение для поперечного масштаба трубок $\lambda_\perp \approx 2\pi(\nu_t u/g)^{1/2}$ (где u — скорость звука, g — ускорение силы тяжести), которое для сжимаемой среды в рамках классической МГД получено впервые. По порядку величины этот размер определяется из условия того, что турбулентная вязкость должна успеть "сработать" за характерное время неустойчивости магнитной плавучести, которое в данном случае определяется временем прохождения звука вдоль высоты однородной атмосферы (равной u^2/g). Наилучшие условия для фрагментации магнитного поля на трубки выполняются под фотосферой на глубинах зоны ионизации водорода ($3 \times 10^8 \text{ см}$), где значение показателя адиабаты газа, определяющего его упругость и сопротивляемость искривлению силовых линий магнитного поля, минимально ($\gamma_{\min} = 1,09$).

Наличие плавучести магнитных потоков требует конечной сверхадиабатичности конвективной зоны, иначе, расширяясь по закону магнитной адиабаты, магнитные сгустки могут стать холоднее окружающей их среды и эффект магнитной плавучести будет компенсирован. В солнечной конвективной зоне реальная сверхадиабатичность намного превышает вычисленное значение критической сверхадиабатичности:

$$\begin{aligned} \beta_\odot &= \nabla T - \nabla_{\text{ad}} T \approx 7 \times 10^{-9} \text{ град см}^{-1} \gg \\ &\gg \beta_{\text{crit}} \approx 10^{-12} \text{ град см}^{-1}, \end{aligned}$$

т.е. условия положительной магнитной плавучести на Солнце выполняются с большим запасом. Но, в принципе, для звезд с очень слабой конвекцией возможна ситуация, когда всплывание магнитного поля не происходит и соответственно отсутствует поверхностная магнитная активность.

В результате многочисленных наблюдений [19] установлена ключевая роль всплывающих магнитных потоков в инициировании вспышек и выбросов массы. При этом одним из важных параметров, определяющих характер развития вспышечных и эруптивных процессов, является скорость всплывания этих потоков в корону — она определяет режимы магнитного пересоединения и энерговыделения в токовых слоях и наступление эруптивной неустойчивости выбросов массы (см. раздел 6).

Оценка скоростей всплывающих магнитных потоков была получена для усредненных параметров из равенства силы магнитной плавучести (аналог силы Архимеда) силе торможения в предположении сохранения массы и магнитного потока сгустка, а также адиабатического (по закону магнитной адиабаты) его расширения [16]. В конвективной зоне сила торможения определяется вязкой силой Стокса с таким же численным значением турбулентной вязкости, как и при оценке масштабов магнитных трубок (см. выше), а при выходе сгустка из-

под фотосферы в корону, где турбулентности уже нет, единственной силой, ограничивающей движение сгустка, является аэродинамическая сила сопротивления. Таким образом удастся, с одной стороны, обосновать характерное время переноса магнитного поля через конвективную зону в солнечном цикле, а с другой, получить наблюдаемые значения скоростей всплывающих в корону магнитных потоков (не более 1 км с^{-1}), а также их наблюдаемую прямо пропорциональную зависимость от величины характерного магнитного поля, т.е. достигнуть хорошего соответствия модели и наблюдений.

5. Токовые слои и солнечные вспышки

В солнечной короне проводимость плазмы очень высока, поэтому магнитное поле "вморожено" в плазму. Взаимодействуя с магнитными полями в короне, всплывающие из-под фотосферы новые магнитные потоки (в виде магнитных трубок и петель) образуют токовые слои, диссипация энергии в которых приводит к вспышкам [20, 21] (см. фильм 3 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>). На основе анализа большого объема наблюдений, полученных за последнее время с высоким пространственным разрешением на КА TRACE и SOHO [19], сделан аргументированный вывод о том, что именно в областях всплывающего нового магнитного поля вспышки происходят с наибольшей вероятностью. Это обстоятельство еще раз убедительно подтверждает развитую С.И. Сыроватским и его учениками концепцию токовых слоев и магнитного пересоединения как основного физического процесса, ведущего к вспышечному энерговыделению (см., например, [20, 22, 23]). Оно также послужило физической основой для разработки методов прогнозирования солнечных вспышек, обеспечивающих сегодня 90%-ную точность их прогноза по наблюдениям магнитных полей и связанных с ними токов [24]. Нарастание токов, возникающих при взаимодействии всплывающих магнитных полей и приводящих к вспышкам, происходит примерно за 10–30 часов до вспышки и зависит от скорости всплывающего потока и величины полей [25, 26].

Токовые слои образуются на нулевых (в общем случае сепаратрисных) линиях магнитного поля, локализация которых может быть определена по распределению магнитного поля на уровне фотосферы, где имеются данные по измерениям магнитных полей [27]. Даже весьма упрощенная, но типичная для вспышечной активной области модель, в которой в уже существующую активную область со слабым фоновым магнитным полем (которое всегда имеется) всплывает новый магнитный поток, порождает множество нулевых точек, локализация которых топологически изменяется в зависимости от значения полей, попадая или на открытые, или на закрытые силовые линии, что в значительной мере определяет динамику ускоряемых во вспышках частиц и их выход в межпланетное пространство [28]. Трехмерное магнитное поле активной области представляет собой сплошной магнитный ковер [29] (см. фильм 4 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>) и содержит множество нулевых точек и линий, сепаратрисных и сингулярных поверхностей, на которых образуются токовые слои и происходит магнитное пересоединение, обеспечивающее перераспределение магнитных полей между взаимодействующими магнитными потоками.

Для описания неустойчивостей и разрушения токовых слоев, вызывающих быстрое выделение запасенной в них магнитной энергии, предложено довольно много механизмов [21]. Процесс накопления энергии в слое сопровождается ростом тока, который приводит к нагреву плазмы и порождает нетепловые частицы. Используя уравнения анизотропной (бесстолкновительной) МГД, удалось установить [30], что довольно малая примесь горячих ионов с положительной анизотропией температуры ($A = T_{\perp,h}/T_{\parallel,h} - 1 \approx 0,5$), соответствующая реальным условиям в токовом слое, способна вызвать переход к быстрому режиму пересоединения (инкремент $\gamma L/V_{A,i} \geq 0,1$). Когда плотность этих частиц (ионов) достигает некоторого порогового значения (для типичных условий в короне оно составляет примерно 0,02 от плотности фоновых частиц), в слое развивается анизотропная неустойчивость (аналог вейбелевской неустойчивости для возмущений альфвеновского типа), которая и ведет к развитию режима быстрого пересоединения с характерными альфвеновскими скоростями. Из-за этой неустойчивости токовые слои, таким образом, при нарастании тока являются "обреченными" на разрушение при достижении критических условий.

На основе наложения одновременных изображений в жестком рентгеновском и жестком ультрафиолетовом излучении с КА TRACE и RHESSI удалось локализовать вспышечное энерговыделение и доказать, что оно связано с токовым слоем и происходящим в нем магнитным пересоединением [31] (см. фильм 5 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>).

6. Выбросы массы

Всплывающие скрученные магнитные петли инжектируются из короны в межпланетное пространство в виде так называемых корональных выбросов массы [32, 33], которые представляют собой самые крупномасштабные и наиболее мощные явления солнечной активности (рис. 4) (см. также фильм 6 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>). Многочисленные наблюдения показывают [32], что медленная эволюция магнитных конфигураций (петель, аркад) на Солнце сменяется потерей равновесия и в большинстве случаев происходящий выброс массы представляет собой скрученную магнитную петлю. Причем скрученность петель наблюдается как на Солнце во время самой эрупции в короне по данным КА Yohkoh и TRACE [34] (см. фильм 7 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>), так и в межпланетном пространстве по измерениям на КА. Петля сильно расширяется, сохраняя свою связанность с Солнцем [35].

Эруптивная неустойчивость всплывающих скрученных магнитных петель может быть понята в рамках квазистационарной МГД-эволюции [36], когда рассматривается последовательность равновесных состояний поднимающейся скрученной магнитной трубки в солнечной атмосфере, а нарушение равновесия и наступление динамической фазы (т.е. необходимость учета в уравнениях магнитной гидродинамики членов со скоростью) связывается с отсутствием (квазистационарных) решений при определенных условиях, в данном случае на некоторой критической высоте в солнечной атмосфере.

Используя в качестве модельного скрученное магнитное поле типа Голда и Хойла [37], модифицированное

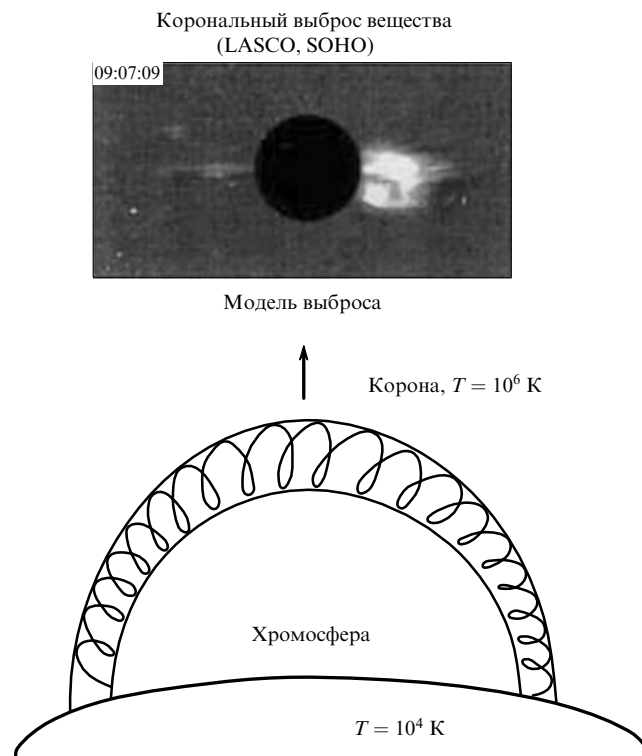


Рис. 4. Корональный выброс массы в виде скрученной петли.

давлением газа внутри трубки, а также предполагая равновесие трубки с окружающей плазмой (равенство полных давлений на границе), сохранение массы и продольного магнитного потока в трубке, можно установить [37, 38], что рост скрученности магнитного поля в трубке при медленном ее подъеме и расширении (в солнечной атмосфере со спадающим с высотой давлением) достигает на некоторой высоте критического значения, отвечающего порогу наступления изгибной неустойчивости. Эта неустойчивость приводит к диссипации магнитной энергии скрученной компоненты магнитного поля и нагреву плазмы в трубке. В рамках квазистатического приближения феноменологический учет такого нагрева в уравнении трубки, которое представляет собой однозначную и монотонную зависимость равновесного радиуса трубки от высоты в солнечной атмосфере, сводится к введению зависимости температуры поднимающейся трубки от ее радиуса (или высоты в солнечной атмосфере, что эквивалентно). Это меняет само уравнение трубки и приводит к появлению на зависимости "радиус трубки–высота" точки А (рис. 5), в которой монотонное (квазистационарное) решение трубки в солнечной атмосфере должно отвечать конечное изменение ее радиуса, что возможно только для конечных скоростей, т.е. решение перестает быть квазистационарным. Это означает наступление динамической фазы — быстрого расширения трубки. Плотность в трубке при этом также быстро уменьшаться, и в результате возникшей импульсной силы плавучести трубка резко выталкивается вверх, в более разреженные слои короны, где она приобретает новое квазистационарное равновесное состояние и воспринимается как избыток массы, который и является наблюдаемым выбросом.

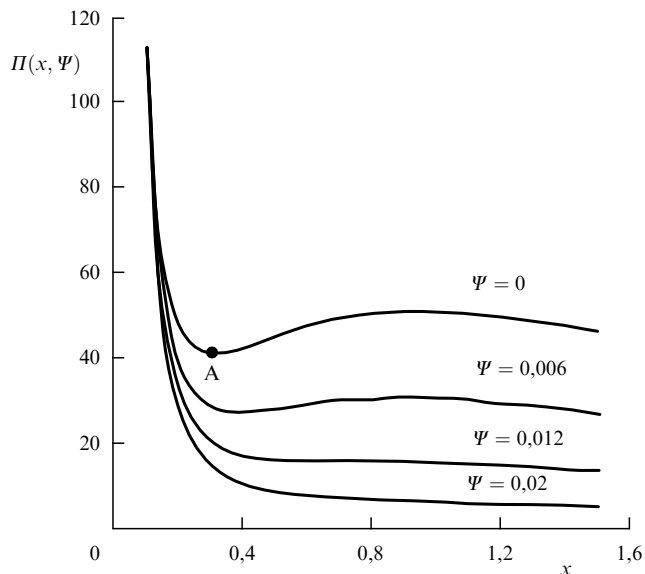


Рис. 5. Зависимость полного давления в трубке $P(x, \Psi)$ от безразмерного радиуса (или высоты в солнечной атмосфере $h, x = x(h)$) для разных значений безразмерного параметра Ψ , характеризующего отношение скорости вытекания массы к скорости подъема трубки. Точке А соответствует потеря равновесия трубки.

Физический смысл появления точки А на кривой рис. 5 связан с тем, что при подъеме и расширении трубки скрученность магнитного поля и связанные с ней диссипация, нагрев трубки и давление в ней возрастают, а давление в солнечной атмосфере с высотой падает, что и приводит (в рамках квазистационарной МГД-эволюции) к "точке неравновесия", по аналогии с теорией катастроф.

На месте выброшенной петли возникает разрежение, которое из-за уменьшения массы и меры эмиссии плазмы проявляется как потемнение. Такие потемнения многократно наблюдались солнечным рентгеновским телескопом спутника КОРОНАС-Ф, например, в период очень мощных событий в октябре 2003 г. [1, 3] (см. фильм 8 в электронном варианте статьи на сайте <http://www.ufn.ru>).

Если петля поднимается медленно, то необходимо учитывать вытекание массы через ее концы. В результате полное давление в ней уменьшается, и при определенных условиях это может устранить эруптивную неустойчивость.

Потеря массы при постоянной скорости ее вытекания пропорциональна самой массе, поэтому в уравнении для давления в трубке появляется экспоненциальный член. Численные решения трансцендентного уравнения для различных значений входящего в него безразмерного параметра Ψ , характеризующего отношение скорости вытекания массы к скорости подъема трубки, приведены на рис. 5. Когда безразмерный параметр Ψ становится больше некоторого критического значения (в данном случае 0,012), точка неравновесия А исчезает. Критической является точка перегиба кривой, в которой первая и вторая производные равны нулю. В этой точке радиус трубки по сравнению с его значением в начале вытекания увеличивается в 2,6 раза, трубка теряет большую часть массы, минимально инжектированная масса составляет 0,28 от начальной массы трубки. Определяемые из модели высоты инъекции трубки и все ее параметры в

момент инжекции (полная масса, магнитный поток) хорошо соответствуют наблюдаемым значениям.

Таким образом, в рамках модели вынос массы и наступление эруптивной неустойчивости связаны между собой: трубки, теряющие много массы (при медленном подъеме), не подвержены эруптивной неустойчивости, а трубки, теряющие мало массы (при быстром подъеме), наоборот, подвержены эруптивной неустойчивости, которая и обеспечивает выброс массы. Как было отмечено в разделе 4, скорость подъема всплывающих магнитных потоков прямо пропорциональна напряженности магнитного поля, значение которого и определяет сценарий развития событий.

7. Гелиопауза

Уходящие от Солнца солнечный ветер, возмущения и выбросы распространяются по гелиосфере, взаимодействуя с магнитосферами планет, и в конечном счете достигают границы гелиосферы — гелиопаузы, которая образуется при взаимодействии солнечного ветра с межзвездной средой и располагается примерно на расстоянии 100 а.е. от Солнца. По обе стороны от гелиопаузы возникают ударные волны, тормозящие соответственно набегающий сверхзвуковой поток межзвездного газа и сверхзвуковой поток солнечного ветра. После их пересечения сталкивающиеся среды образуют гелиопаузу, которая и разграничивает солнечный ветер и межзвездную среду.

Космические аппараты "Вояджер-1" и "Вояджер-2", запущенные в 1977 г., которые исследуют внешнюю гелиосферу, уже приблизились к ее предполагаемой границе. Первые измерения, полученные с КА "Вояджер-1", который пересек внутреннюю ударную волну, показали наличие пространственной анизотропии частиц, скачка магнитного поля и другие особенности в характеристиках среды [39]. Дополнительная информация будет получена с КА "Вояджер-2", который скоро пересечет границу гелиосферы.

Состояние гелиопаузы как тангенциального МГД-разрыва определяется ее устойчивостью или неустойчивостью по отношению к возмущениям формирующей ее среды, и от этого состояния зависит обмен гелиосферы с ограничивающей ее межзвездной средой, в частности проникновение в гелиосферу водорода из межзвездной среды и формирование химического состава гелиосферы. Этой проблеме посвящена обширная литература [41].

Зависимость устойчивости гелиопаузы от характеристик формирующей ее среды была исследована нами в модели гелиопаузы как плоского тангенциального разрыва, разделяющего замагниченную плазму межзвездной среды и незамагниченную плазму солнечного ветра, в рамках анизотропной МГД [42]. На рисунке 6 показана определенная в этой модели зависимость порогового числа Маха, при котором наступает модифицированная ("шланговой" анизотропной неустойчивостью) неустойчивость Кельвина – Гельмгольца гелиопаузы, от степени температурной анизотропии плазмы $D = 1 - T_{\parallel}/T_{\perp}$. Причиной такой анизотропии могут быть находящиеся рядом ударные волны. Критическое значение числа Маха для изотропного случая $M = 0,45$. Видно, что в анизотропном случае неустойчивость возможна и при меньших значениях числа Маха, а сама зависимость порогового числа Маха от степени анизот-

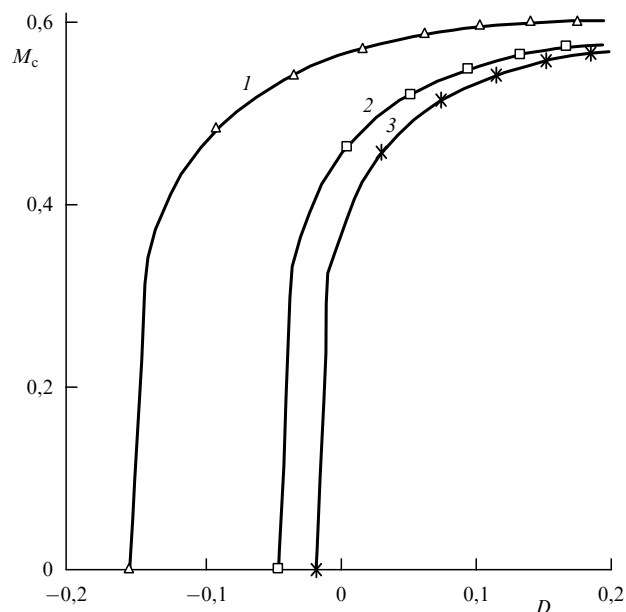


Рис. 6. Зависимость критического числа Маха (M_c), соответствующего порогу неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, от степени температурной анизотропии D . Кривая 1 соответствует $\beta = 0,05$, 2 — 0,03, 3 — 0,02; β — отношение кинетического и магнитного давлений. Неустойчивыми являются области выше кривых.

ропии носит резкий характер. Нулевым значениям критического числа Маха соответствует чисто анизотропная "шланговая" неустойчивость, которая наступает при незначительной анизотропии (5–15%). Таким образом, гелиопауза характеризуется высокой нестабильностью по отношению к параметрам формирующей ее среды и поэтому может находиться в размытом турбулентном состоянии, что необходимо иметь в виду при интерпретации измерений, которые будут получены с КА "Вояджер-1" и "Вояджер-2".

8. Будущие гелиофизические космические проекты

Получение новых гелиофизических данных, способных стимулировать разработку новых моделей и обеспечить лучшее понимание происходящих на Солнце и в гелиосфере физических процессов, связывается с будущими космическими проектами, которые разрабатываются и готовятся к осуществлению космическими агентствами разных стран.

Современные гелиофизические космические исследования направлены на получение высокого пространственного разрешения (по примеру проектов НАСА TRACE, SDO (Solar Dynamic Observatory)), осуществление локальных измерений в нескольких пространственно разнесенных точках (проект НАСА SENTILIES) и вблизи Солнца (проект НАСА "Solar Probe", проект РАН и Роскосмоса "Интергелиозонд"), выполнение стереонаблюдений Солнца (проект НАСА STEREO (Solar Terrestrial Relations Observatory)). Большая роль отводится численному моделированию гелиофизических процессов с использованием данных, получаемых с КА.

В рамках Федеральной космической программы ИЗМИРАН совместно с ИКИ РАН разрабатывают гелиофизический проект "Интергелиозонд" [43, 44], в

котором предусматривается получение новых экспериментальных данных в результате оригинальных видов наблюдений, которые станут возможными благодаря предложенной гелиоцентрической орбите КА. Космический аппарат стартует с Земли и за счет многократных гравитационных маневров у Венеры приблизится к Солнцу на расстояние до 30 солнечных радиусов. Гравитационные маневры у Венеры позволят также наклонить плоскость орбиты КА к плоскости эклиптики.

Такая гелиоцентрическая орбита, когда КА, приблизившись к Солнцу, будет выходить из плоскости эклиптики и будет занимать разные положения по отношению к линии Солнце–Земля, позволит:

- наблюдать малые масштабы на Солнце, что необходимо для изучения тонкой структуры и динамики солнечной атмосферы — магнитной сетки, магнитных элементов, турбулентности, а также для исследования супергрануляции и магнитных петель таких явлений, как микровспышки и пересоединение;
- проводить наблюдения Солнца и локальные измерения в режиме коротации КА с солнечным вращением, что важно для изучения пространственной и временной связи локальных характеристик солнечного ветра, энергичных частиц и магнитных полей в гелиосфере с их источниками на Солнце и корональными структурами;
- выполнить локальные измерения вблизи Солнца, необходимые для изучения механизмов нагрева солнечной короны и ускорения солнечного ветра, природы турбулентности и ускорения частиц;
- осуществить внеэклиптические наблюдения Солнца и его полюсов, эклиптической короны и пояса стримеров, гелиодолготной протяженности выбросов массы;
- реализовать стереонаблюдения Солнца в кооперации с наземными и околоземными наблюдениями.

9. Заключение

Современная гелиофизика очень широкая и объемная наука, которой занимается большое число исследователей. Настоящий доклад содержит результаты автора в этой области и не претендует на обзор состояния гелиофизики на сегодняшний день. В последнее время заметная часть интереса в области гелиофизики связана с ее приложениями, с тем, что называют космической погодой — влиянием солнечной активности на Землю и различные сферы человеческой деятельности на Земле и в космосе. Важно, что в основе предсказаний космической погоды, в конечном счете, лежат результаты фундаментальных исследований и задача гелиофизиков состоит в том, чтобы углублять эти знания на основе наблюдений, теории и моделей.

Список литературы

1. Кузнецов В Д, Житник И А, Собельман И И *Вестн. РАН* **75** 704 (2005)
2. Kuznetsov V D *COSPAR Inform. Bull.* **161** 90 (2004)
3. Кузнецов В Д *Астрон. вестн.* **39** 485 (2005)
4. Кузнецов В Д *Изв. РАН. Сер. физ.* **70** 58 (2006)
5. Fukuda Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1683 (1996)
6. Christiansen-Dalgaard J, in *Lecture Notes on Stellar Oscillations* (Danmarks: Inst. Fys. Astron., 2003) p. 5
7. Лебедев Н И и др. *Астрон. журн.* **81** 956 (2004)
8. Howe R et al. *Astrophys. J.* **588** 1204 (2003)
9. Zhugzhda Y D, Staude J, Bartling G *Astron. Astrophys.* **305** L33 (1996)
10. Джалилов Н С, Штауде Ю *Глобальные колебания Солнца* (Баку–Москва: Элм, 2005) с. 25
11. Жугжда Ю Д *Письма в Астрон. журн.* **32** 5 (2006)
12. Hasler K-H et al. *Astron. Astrophys.* **322** L41 (1997)
13. Kosovichev A G et al., in *Sounding Solar Stellar Interiors: Proc. of the 181st Symp. of Intern. Astron. Union, Nice, France, September 30–October 3, 1996* (Eds J Provost, F-X Schmider) (Dordrecht: Kluwer, 1997) p. 203
14. Spiegel E A, Zahn J-P *Astron. Astrophys.* **265** 106 (1992)
15. Паркер Е *Космические магнитные поля: их образование и проявления* Т. 1 (М.: Мир, 1982) с. 412
16. Кузнецов В Д, Сыроватский С И *Астрон. журн.* **56** 1263 (1979)
17. Кузнецов В Д *Магнитная гидродинамика* **2** 13 (1987)
18. Kuznetsov V D, in *Physics of Magnetic Flux Ropes* (Geophys. Monograph, Vol. 58, Eds C T Russell, E R Priest, L C Lee) (Washington, DC: American Geophys. Union, 1990) p. 77
19. Schrijver C J et al. *Astrophys. J.* **628** 501 (2005)
20. Сыроватский С И, Буланов С В, Догель В А "Физика солнечных вспышек", в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* Т. 21 (М.: ВИНТИ, 1982) с. 188
21. Прист Э, Форбс Т *Магнитное пересоединение: магнитогидродинамика, теория и приложения* (М.: Физматлит, 2005) с. 352
22. Kuznetsov V D, Syrovatskii S I *Solar Phys.* **69** 361 (1981)
23. Кузнецов В Д *Астрон. журн.* **59** 108 (1982)
24. *Space News* **16** (33) 16 (2005); *Ракетная и космическая техника (ЦНИИМАШ)* (41) 2 (2005)
25. Сыроватский С И *Письма в Астрон. журн.* **2** 35 (1976)
26. Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M *Astrophys. J.* **216** 123 (1977)
27. Schmieder B et al. *Solar Phys.* **150** 199 (1994)
28. Кузнецов В Д *Солнечные данные* (Бюлл.) (7) 83 (1985)
29. Priest E R, Heyvaerts J F, Title A M *Astrophys. J.* **576** 533 (2002)
30. Gamayunov K V, Oraevsky V N, Kuznetsov V D *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** 1285 (1998)
31. Saint-Hilaire P, Benz A O *Solar Phys.* **210** 287 (2002)
32. Кузнецов В Д, в сб. *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия* Т. 45 (М.: Космосинформ, 1994) с. 3
33. Dere K P, Wang J, Yan Y (Eds) *Coronal and Stellar Mass Ejections: Proc. IAU Sump.* No. 226 (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2005)
34. Leka K D et al. *Astrophys. J.* **462** 547 (1996)
35. Burlaga L F *Planet. Space Sci.* **49** 1619 (2001)
36. Прист Э Р *Солнечная магнитогидродинамика* (М.: Мир, 1985) с. 189
37. Kuznetsov V D, Hood A W *Solar Phys.* **171** 61 (1997)
38. Kuznetsov V D, Hood A W *Adv. Space Res.* **26** 539 (2000)
39. Burlaga L F et al. *Science* **309** 2027 (2005)
40. Jokiipii J R, Giacalone J *Astrophys. J.* **605** L145 (2004)
41. Baranov V B, Fahr H J J. *Geophys. Res. (Space Phys.)* **108** (A3) 1110 (2003)
42. Кузнецов В Д, Накаряков В М, Цыганов П В *Письма в Астрон. журн.* **21** 793 (1995)
43. Marsch E et al., in *Proc. of the Conf., a Crossroads for European Solar and Heliospheric Space Physics, Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain, March 23–27, 1998* (ESA SP, No. 417, Eds E R Priest, F Moreno-Insertis, R A Harris) (Noordwijk, The Netherlands: ESA Publ. Division, 1998) p. 91
44. Кузнецов В Д *Земля и Вселенная* (2) 18 (2000)

PACS numbers: 96.60. –j, 96.60.Pb, 97.10.Jb

Проблемы физики солнечной активности

В.В. Зайцев, А.В. Степанов

1. Введение

Излучаемая Солнцем энергия ("солнечная постоянная", равная $3,86 \times 10^{26}$ Вт) определяет практически все земные процессы. Хотя болометрическая светимость

Солнца на 3–4 порядка превышает мощность вспышек и выбросов солнечной материи, тем не менее именно эти явления в значительной мере определяют обстановку в околоземном космическом пространстве, ионосфере и атмосфере Земли. При этом солнечные вспышки, сопровождаемые нагревом плазмы, ускорением заряженных частиц, эруптивными явлениями, генерацией электромагнитного излучения широкого спектра, от гамма- до радиодиапазона, наиболее полно отражают понятие солнечной активности.

В 2007 г. под эгидой Организации Объединенных Наций начнется научная программа "Международный гелиофизический год" (IHY). Эта программа, как и программа "Международный геофизический год", выплывающая 50 лет назад, должна объединить усилия исследователей Солнца и геофизиков всего мира для постановки и решения важных задач происхождения солнечной активности, прогноза активных солнечных явлений и их влияния на Землю.

В настоящем докладе обсуждаются актуальные проблемы физики солнечных вспышек, к которым относятся: механизмы вспышечного энерговыделения; механизмы ускорения заряженных частиц и особенности их распространения; проблема диагностики вспышечной плазмы. Пути решения указанных проблем иллюстрируются на примере корональных магнитных арок — фундаментальной структуры атмосферы Солнца и вспыхивающих звезд.

2. Природа вспышки.

Эквивалентный электрический контур

Универсального механизма, описывающего многообразие солнечных вспышек, вероятнее всего, не существует (де Ягер: "Flares are different"). В настоящее время в литературе обсуждаются более десяти моделей вспышек и их модификаций. Развитая солнечная вспышка имеет сложную магнитную конфигурацию, состоящую из совокупности арок (петель) с характерной длиной $10^9 - 10^{10}$ см. Подобная структура наблюдается и у звезд поздних спектральных классов. Наиболее популярны сейчас следующие модели: модель взаимодействующих магнитных петель [1, 2]; вспышка в корональном луче [3]; модель с выходящим магнитным потоком [4]; "статистические" вспышки [5]; модели одиночных вспышечных петель [6, 7]. В этих моделях, как правило, используется механизм "пересоединения" силовых линий магнитного поля, исследованный Сыроватским [8] и Сомовым [9].

Модель "электрическая цепь", предложенная Альфвеном и Карлквистом [10], основана на измерениях Северного [11], обнаружившего в окрестности солнечных пятен электрические токи $I \geq 10^{11}$ А, и на аналогии с цепью, содержащей ртутный газотрон, который может давать резкий переход от состояния с высокой проводимостью к состоянию с большим сопротивлением. Взрывное энерговыделение возникает при внезапном размыкании тока в цепи. Важно выяснить механизм "размыкания" тока. Развивая модель [10], мы обратили внимание на следующие обстоятельства: 1) вспышка — принципиально нестационарный процесс, поэтому для ее описания закон Ома в стационарном виде $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ неприменим; 2) определяющую роль в диссипации энергии электрического тока во вспышке играет нейтральная компонента плазмы.

2.1. Модель одиночной вспышечной арки с током

Данные оптических, рентгеновских (SMM, Yohkoh, TRACE, RHESSI, КОРОНАС-Ф) и радионаблюдений (VLA, NoRH, CCPT) свидетельствуют о том, что довольно часто солнечные вспышки регистрируются в одиночных арках (single loop flare), отстоящих достаточно далеко от солнечных пятен [7, 11]. Рассмотрим электродинамические процессы, происходящие в одиночных вспышечных петлях, что важно как для интерпретации одиночных арок, так и для понимания физики вспышек со сложной магнитной структурой.

Из простых оценок [12, 13] следует, что энергия электрического тока, запасенная в арке, $W = LI^2/2$, при индуктивности магнитной арки $L \sim 10$ Гн и токе $I \sim 10^{11} - 10^{12}$ А составляет $5 \times 10^{22} - 5 \times 10^{24}$ Дж, что достаточно для солнечной вспышки. Однако мощность энерговыделения при классическом (спитцеровском) сопротивлении арки $R \sim 10^{-11}$ Ом составляет порядка $dW/dt = RI^2 \sim 10^{11} - 10^{13}$ Вт, что на 8–10 порядков меньше мощности солнечной вспышки. Вспышка возникнет, если сопротивление возрастет до $10^{-4} - 10^{-2}$ Ом, что эквивалентно размыканию тока. Причина значительного увеличения сопротивления цепи составляет одну из основных проблем теории вспышек. Развитию модели вспышки "электрическая цепь" посвящены работы [12–18].

На рисунке 1 изображена магнитная петля, основания которой погружены в фотосферу и формируются сходящимися потоками фотосферного вещества. Такая ситуация возникает, когда основания арки находятся в узлах нескольких ячеек супергрануляции. Подтверждение существования сильных электрических токов в корональных арках содержится в наблюдениях [19] и данных TRACE, свидетельствующих о практически неизменном сечении арки вдоль всей ее длины, что маловероятно при потенциальном магнитном поле. В представленной структуре выделим три области.

В области 1, расположенной в фотосфере, происходит генерация магнитного поля и согласованного с этим полем электрического тока. В этой области $\omega_e/v_{ea} \gg 1$, $\omega_i/v_{ia} \ll 1$, где ω_e и ω_i — гирочастоты электронов и ионов, v_{ea} и v_{ia} — частоты электронно-атомных и ионно-

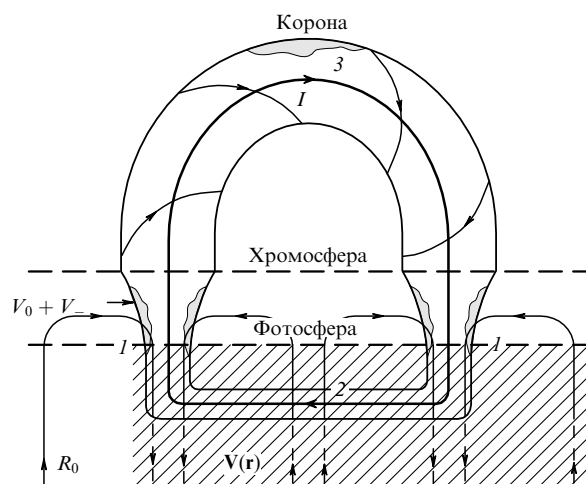


Рис. 1. Схематическое изображение корональной магнитной петли, сформированной сходящимися конвективными потоками фотосферной плазмы. $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ — скорость движения вещества.

атомных соударений. Электроны, следовательно, замагничены, а ионы увлекаются нейтральной компонентой плазмы, что приводит к возникновению радиального электрического поля разделения зарядов E_r [14]. Поле E_r вместе с первоначальным магнитным полем B_z генерируют ток Холла j_ϕ , который усиливает B_z [20]. Усиление магнитного поля происходит до тех пор, пока "сгребание" фонового магнитного поля не компенсируется диффузией магнитного поля вследствие анизотропной проводимости плазмы. В результате формируется стационарная магнитная трубка, в которой магнитное поле определяется полным энергетическим вкладом конвективного потока плазмы за время формирования трубки (порядка R_0/V_r , где $R_0 \sim 30000$ км — масштаб ячейки супергрануляции, $V_r \sim 0,1-0,5$ км с⁻¹ — горизонтальная скорость конвективного движения). Плотность энергии магнитного поля внутри трубки может существенно превышать плотность кинетической энергии конвективного движения. В стационарном состоянии радиальный градиент магнитного поля внутри трубки уравнивается градиентом газокинетического давления, а кинетическая энергия конвективного потока расходуется на поддержание поля E_r и тока Холла j_ϕ .

Область 2 расположена в нижней фотосфере либо непосредственно под фотосферой. В этой области происходит замыкание электрического тока I , текущего через магнитную петлю. Распределение электрических токов в фотосфере, найденное из измерений магнитных полей [21], свидетельствует о нескомпенсированных электрических токах [17], т.е. электрический ток в магнитной трубке течет через корональную часть петли от одного основания к другому, а проявлений обратного тока не обнаружено. Ток замыкается в подфотосферной области (уровень $\tau_{5000} = 1$), где проводимость плазмы изотропна и ток течет по кратчайшему пути от одного основания петли к другому. Расчеты [20] показывают, что при $V_r = 0,1$ км с⁻¹ радиус сформировавшейся трубки на высоте 500 км над уровнем $\tau_{5000} = 1$ составляет $r \approx 3,3 \times 10^7$ см, а ток — $I \approx 3 \times 10^{11}$ А при магнитном поле на оси $B = 1000$ Гс.

Область 3 — корональная часть петли. Здесь газокинетическое давление меньше давления магнитного поля (плазменный параметр $\beta \ll 1$) и структура петли является бессиловой, т.е. линии электрического тока направлены вдоль линий магнитного поля.

Обобщенный закон Ома

$$\mathbf{E}^* = \frac{\mathbf{j}}{\sigma_0} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{enc} - \frac{\nabla p_e}{en} + \frac{F}{cnm_i v_{ia}} [(n_a m_a \mathbf{g} - \nabla p_a) \times \mathbf{B}] - \frac{F^2}{cnm_i v_{ia}} \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} \times \mathbf{B} \quad (1)$$

вместе с уравнениями Максвелла, уравнением движения плазмы как целого

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

и уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3)$$

самосогласованным образом описывают поведение плазмы и электромагнитных полей во вспышечной арке с электрическим током [13, 18, 20]. Здесь F — относи-

тельная плотность нейтралов, $\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$. Остальные обозначения общепринятые.

Джоулева диссипация тока $q = \mathbf{E}^* \mathbf{j}$ с учетом (1)–(3) представляется в виде [13]

$$q = \frac{j^2}{\sigma_0} + \frac{F^2}{c^2 n m_i v_{ia}} (\mathbf{j} \times \mathbf{B})^2. \quad (4)$$

Видно, что в бессиловом поле ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$) второе слагаемое несущественно и диссипация тока определяется проводимостью Спитцера σ_0 . Диссипация наиболее эффективна при $\mathbf{j} \perp \mathbf{B}$. Причиной повышенной диссипации тока (сопротивление Каулинга) в корональной арке может быть баллонная мода желобковой неустойчивости хромосферы или расположенного над аркой протуберанца (см. рис. 1). Проникающий в токовый канал "язык" частично ионизованной плазмы деформирует магнитное поле, обеспечивая нестационарность и инжекцию нейтралов в токовый канал. В результате появляется сила Ампера, которая и обеспечивает повышенную диссипацию тока. Интегрируя (4) по объему арки, находим мощность энерговыделения:

$$\frac{dW}{dt} = \left[\frac{m_e (v_{ei} + v_{ea}) d}{e^2 n S} + \frac{2\pi F^2 I^2 d}{c^4 n m_i v_{ia} S^2} \right] I^2 = [R_c + R_{nl}(I)] I^2, \quad (5)$$

где S — сечение арки, d — размер "языка" желобка. Эффект существенного роста джоулевой диссипации в частично ионизованном газе был впервые отмечен Шлютером и Бирманом [22]. Этот эффект обусловлен большими потерями энергии ионов, движущихся через газ нейтральных частиц под действием силы Ампера $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Оценки [13, 18] показывают, что при токе $I \approx 3 \times 10^{11}$ А сопротивление Каулинга в хромосфере $R_{nl} \approx 10^{-2}$ Ом, в короне $R_{nl} \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ Ом, что обеспечивает наблюдаемую мощность вспышек $\sim 10^{19} - 10^{21}$ Вт. Заметим, что "аномальное" сопротивление, обусловленное бунемановской или ионно-звуковой неустойчивостями, может превысить сопротивление Каулинга, только когда ток в арке филаментирован с площадью сечения токовых волокон $S_{fil} \approx 10^9 - 10^{11}$ см² $\ll S \approx 10^{16} - 10^{18}$ см².

2.2. Вспышечная арка как эквивалентный RLC-контур

Исключая из уравнений (1) и (2) вариации скорости, выражая электрическое поле через вариации электрического тока и проводя затем интегрирование по объему магнитной петли, получим уравнение для колебаний тока малой амплитуды $|I_\sim| \ll I$ [23]:

$$\frac{1}{c^2} L \frac{\partial^2 I_\sim}{\partial t^2} + R(I) \frac{\partial I_\sim}{\partial t} + \frac{1}{C(I)} I_\sim = 0. \quad (6)$$

Здесь

$$R \approx 4 \frac{I^2 F^2}{c^4 n m_i v_{ia} \pi r^4}, \quad C \approx \frac{c^4 n m_i S^2}{2\pi I^2}, \quad L \approx 4l \left(\ln \frac{8l}{\pi r} - \frac{7}{4} \right), \quad (7)$$

где l — радиус арки. Из соотношений (7) следует, что вспышечная арка имеет собственный период колебаний, который при достаточно большом токе обратно пропорционален его величине [23]:

$$P = \frac{2\pi}{c} \sqrt{LC(I)} \approx 10 \frac{S_{17}}{I_{11}} [\text{с}], \quad (8)$$

Таблица 1. Характеристики всплесков миллиметрового излучения Солнца с высокочастотными пульсациями (Метсахови) и параметры эквивалентного RLC -контура

Дата	Время всплеска (UT)	Поток, с.е.п.*	P , с	I , 10^{11} А	$LI^2/2$, 10^{31} эрг	Энергия вспышки, 10^{29} эрг
22.06.89	14:47–14:59	< 150	5,2	2,0	1,0	1,0–4,5
19.05.90	13:15–13:40	10	0,7	14,2	50,0	—
01.09.90	7:06–7:30	27	1,1	9,1	20,9	—
24.03.91	14:11–14:17	< 700	10,0	1,0	0,25	—
07.05.91	10:36–11:00	18	8,3	1,2	0,36	1,3–1,8
16.02.92	12:36–13:20	≈ 2000	5,0	2,0	1,0	—
08.07.92	9:48–10:10	≈ 2500	3,3	3,0	2,3	—
08.07.92	10:15–11:00	15	16,7	0,6	0,08	—
27.06.93	11:22–12:00	40	3,5	2,8	2,0	—

* с.е.п. — солнечная единица потока.

где $S_{17} = S/10^{17}$ [см²], $I_{11} = I/10^{11}$ [А]. Особенностью таких осцилляций является высокая добротность:

$$Q_{RLC} = \frac{1}{cR} \sqrt{\frac{C}{L}} \sim 10^2 - 10^4. \quad (9)$$

Собственные RLC -колебания магнитной арки модулируют интенсивность ее излучения как тепловой, так и нетепловой природы. Пользуясь соотношением (8), можно определить значения электрического тока по периоду пульсаций излучения солнечных вспышек. В таблице 1 приведены дата и время (UT) всплесков в миллиметровом диапазоне длин волн с пульсациями, наблюдавшихся в 1989–1993 гг. на радиотелескопе в Метсахови (Metsähovi, Финляндия), и их характеристики для типичных размеров вспышечных арок на Солнце [23]. Спектральный анализ выявил модуляцию излучения с периодами от 0,7 до 17 с, что дает значения электрического тока $I \approx 6 \times 10^{10} - 1,4 \times 10^{12}$ А. Значения полной энергии электрического тока, запасенной в контуре, $LI^2/2 \approx 10^{30} - 5 \times 10^{32}$ эрг.

Для двух событий (22.06.89 и 07.05.91) удалось сравнить запасенную энергию с энергией вспышки. В этих вспышках выделилось $\leq 5\%$ энергии, запасенной во вспышечной арке. Такая ситуация реализуется, когда магнитная структура после вспышки не разрушается.

Поскольку вспышка сопровождается диссипацией тока, то частота RLC -колебаний должна уменьшаться в ходе вспышки. Напротив, если происходит нарастание тока в арке в результате действия фотосферной э.д.с., то частота RLC -колебаний будет увеличиваться. Поиск сигналов с линейной частотой модуляции (ЛЧМ) (частота которых $\omega = \omega_0 + Kt$, где K — константа) с положительными и отрицательными частотными дрейфами в спектре низкочастотной (НЧ) модуляции излучения вспышек, наблюдаемых на частоте 37 ГГц в Метсахови, был проведен в [24] с применением преобразования Вигнера–Вилля [25]. Пример подобного анализа представлен на рис. 2.

В событии 24.03.91 ток в петле уменьшился от 9×10^{11} А в начале всплеска до 10^{11} А на конечной его стадии. Мощность энерговыделения составляла при этом 10^{21} Вт. После вспышки (14:50 UT) скорость дрейфа ЛЧМ-сигнала стала положительной, что соответствует возобновлению процесса накопления энергии. Приведенный пример можно рассматривать как экспериментальное свидетельство диссипации и накопления энергии электрического тока в корональных арках.

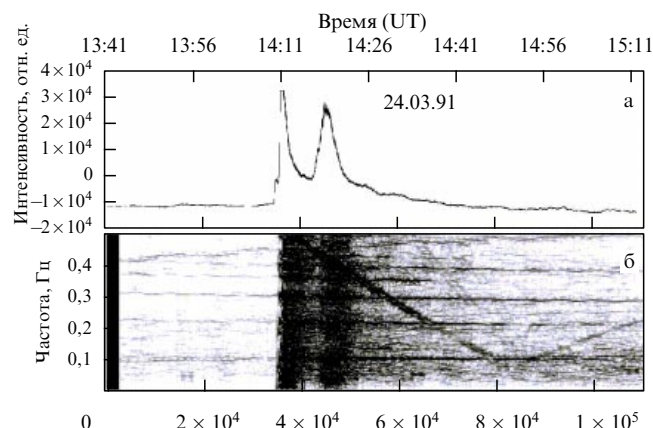


Рис. 2. Всплеск излучения солнечной вспышки 24.03.1991 (14:05 UT) в активной области S25W03 на частоте 37 ГГц и динамический спектр его пульсаций [24].

2.3. Индукционное взаимодействие двух токонесущих арок

Уравнение (6) справедливо для петли, магнитно изолированной от окружающих петель, т.е. не включает эффект взаимной индукции, связанный с изменением внешнего магнитного потока через контур петли. Этот эффект можно включить в процесс интегрирования обобщенного закона Ома, добавляя к величине

$$\int \frac{\partial E_z}{\partial t} dl = -\frac{L}{c^2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2}$$

электродвижущую силу взаимной индукции

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\sum_j^N M_j I_j \right],$$

где I_j — ток в j -й петле, M_j — коэффициент взаимной индукции между j -й и рассматриваемой петлей, а суммирование проводится по петлям, окружающим выделенную петлю. Влияние окружающих петель можно не учитывать при исследовании относительно быстрых RLC -осцилляций электрического тока в петле. Медленные вариации тока, обусловленные индукционным взаимодействием с окружающими петлями, будут приводить к дрейфу частоты RLC -осцилляций, что должно проявляться в НЧ-спектрах. Причиной медленного изменения тока может быть индукционная э.д.с., возникающая при взаимодействии магнитной петли с другими петлями при их всплывании или относительном движении. Уравнения для медленных изменений тока в двух индукционно взаимодействующих магнитных петлях запишутся следующим образом [26]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (L_1 I_1 + M_{12} I_2) + I_1 R_1(I_1) &= \Xi_1, \\ \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (L_2 I_2 + M_{21} I_1) + I_2 R_2(I_2) &= \Xi_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $L_{1,2}$ и $R_{1,2}(I_{1,2})$ — индуктивности и сопротивления петель, определяемые формулами (7), $\Xi_{1,2}$ — электродвижущие силы в фотосферных основаниях петель. Коэффициенты взаимной индукции можно аппроксими-

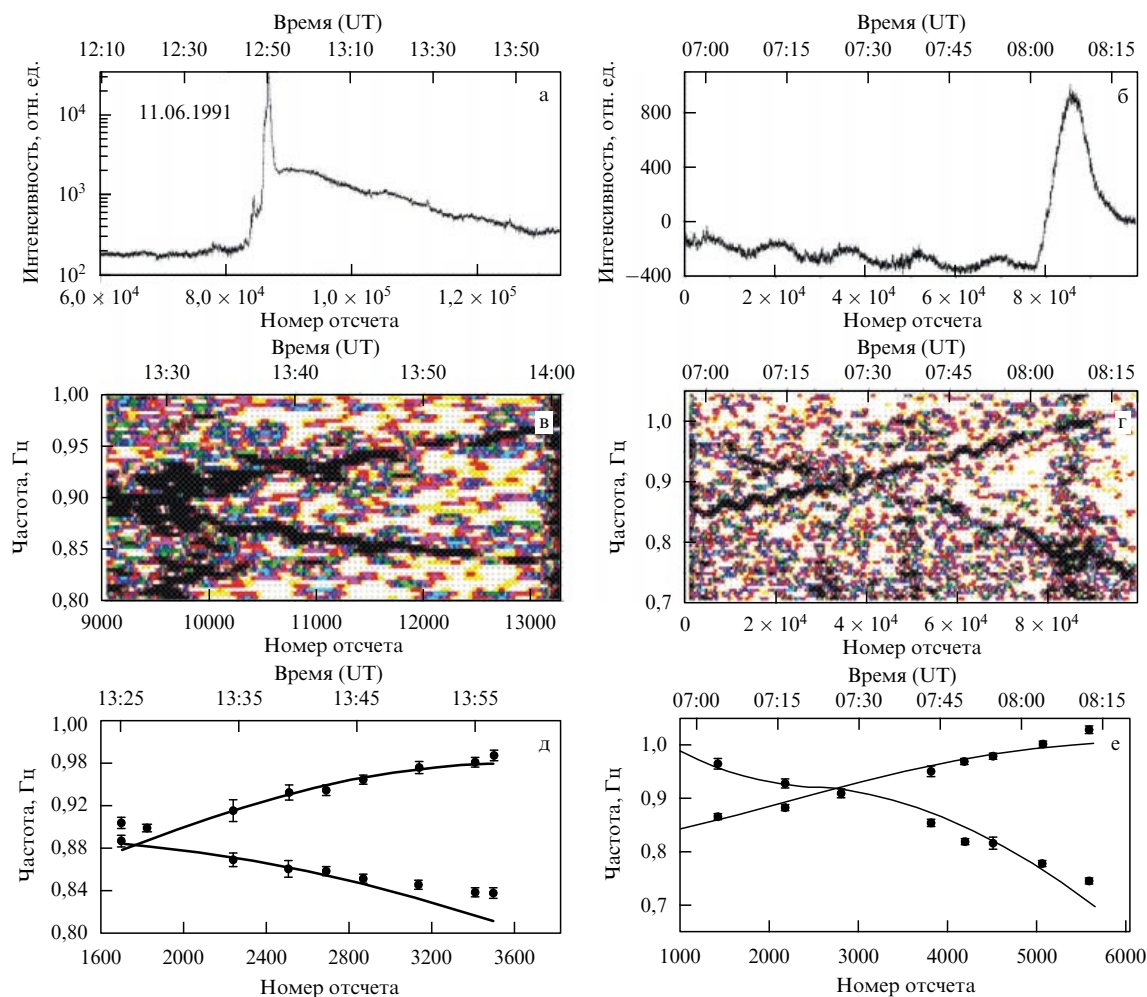


Рис. 3. Временные профили излучения вспышек 11.06.1991 (а) и 13.07.1992 (б) на частоте 37 ГГц (Metsähovi); (в, г) динамические спектры НЧ-модуляции излучения, полученные методом Вигнера – Вилля; (д, е) результаты моделирования этих динамических спектров RLC -колебаниями двух индуктивно взаимодействующих магнитных арок [26].

ровать формулой

$$M_{12} = M_{21} = 8(L_1 L_2)^{1/2} \frac{R_{\text{loop}}^{(1)} R_{\text{loop}}^{(2)}}{(R_{\text{loop}}^{(1)} + R_{\text{loop}}^{(2)})^2 + d_{1,2}^2} \cos \varphi, \quad (11)$$

где $R_{\text{loop}}^{(1,2)}$ — главные радиусы петель, $d_{1,2}$ — расстояние между центрами тороидов, φ — угол между нормальными к плоскостям тороидов. Уравнения (10), (11) были использованы в [26] для моделирования двойных треков, возникающих в спектрах низкочастотной модуляции интенсивности микроволнового излучения вспышек (рис. 3).

2.4. Пульсирующие радиовсплески от звезды AD Leo

Для объяснения активности звезд успешно привлекаются солнечно-звездные аналогии. Примером такого применения является анализ радиоизлучения активного красного карлика AD Leo. Наблюдения выявили существование квазипериодических пульсаций с периодами 1–10 с. Феноменологически звездные пульсации подобны пульсациям радиоизлучения Солнца IV типа, однако имеются и отличия.

В работе [27] построен динамический спектр радиопульсаций от вспышки AD Leo, зарегистрированной 19 мая 1997 г. (18.57 UT) 100-метровым радиотелеско-

пом в Эффельсберге (рис. 4). На временном профиле (рис. 4а) видны флуктуации потока радиоизлучения, которые на динамическом спектре всплеска (рис. 4б) имеют характер пульсаций.

На рисунке 4в представлен фрагмент спектра пульсаций в диапазоне 0–9 Гц, полученный преобразованием Вигнера – Вилля для спадающего участка первого импульса излучения. Из спектра следует, что на источник радиоизлучения одновременно воздействуют два независимых типа модуляции: 1) периодические кратковременные импульсы с частотой повторения $\nu_1 = 2$ Гц и 2) синусоидальная волна с частотой $\nu_2 = 0,5$ Гц. Предварительный анализ пульсаций AD Leo [28] показал, что источник радиоизлучения вспышки 19 мая 1997 г. — корональная магнитная арка с концентрацией $n \approx 2,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, температурой $T = 3 \times 10^7 \text{ К}$ и магнитным полем $B = 730\text{--}810 \text{ Гс}$. Основываясь на этих данных, можно заключить, что импульсная модуляция обусловлена быстрыми магнитозвуковыми колебаниями магнитной петли с частотой $\nu_1 \approx V_A/r$, где $V_A = B/\sqrt{4\pi m_i n}$ — альфвеновская скорость, r — радиус петли. Полагая, что $\nu_1 = 2$ Гц, получаем оценку для альфвеновской скорости $V_A \approx 3,5 \times 10^8 \text{ см с}^{-1}$ и $r \approx 1,8 \times 10^8 \text{ см}$, сравнимый с радиусом вспышечных магнитных арок на Солнце.

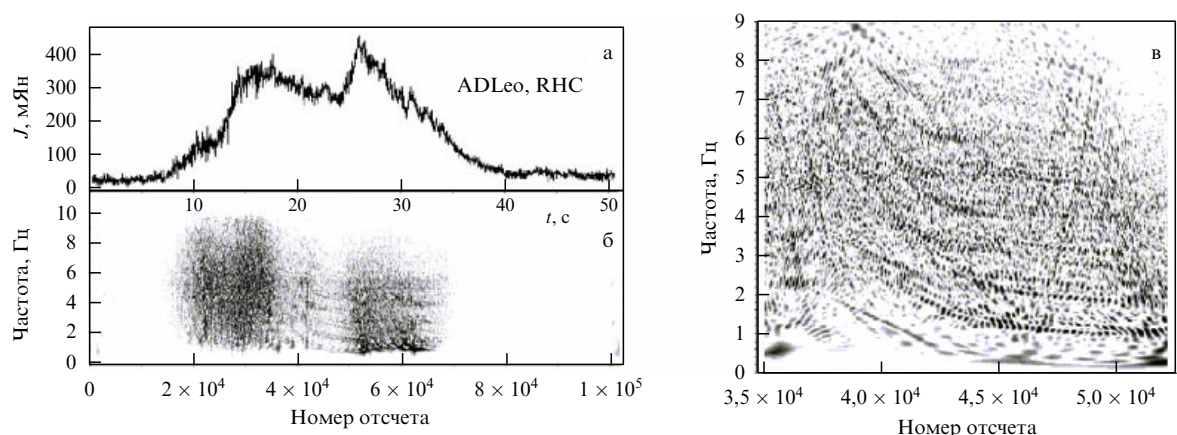


Рис. 4. (а) Кривая блеска вспышки AD Leo 19 мая 1997 г. на частоте 4,85 ГГц в круговом правополяризованном (RHC) излучении. I — поток излучения (максимальное значение 400 мЯн), длительность вспышки 50 с. (б) Спектр пульсаций, полученный методом Вигнера – Вилля. (в) Увеличенный фрагмент спектра [27].

Синусоидальная модуляция (см. рис. 4) вероятнее всего вызвана колебаниями магнитной арки как эквивалентного RLC -контура с периодом (8). Отрицательный частотный дрейф модулирующего сигнала объясняется диссипацией электрического тока в процессе вспышки. Используя значение $\nu_2 = 0,5$ Гц и особенности спектра ЛЧМ-сигнала, можно определить длину вспышечной арки AD Leo $l \approx 4 \times 10^{10}$ см, которая имеет порядок радиуса звезды, величину электрического тока $I \approx 4,5 \times 10^{12}$ А; запасенную во вспышке энергию электрического тока $W \approx LI^2/2 \approx 5,5 \times 10^{26}$ Дж и скорость энерговыделения $\dot{W} \approx 10^{25}$ Вт [27]. Последняя величина на 3–4 порядка превышает мощность солнечной вспышки. Это обусловлено большими значениями магнитных полей на поверхности красного карлика и более высокой активностью фотосферной конвекции.

3. Ускорение заряженных частиц и особенности их распространения

3.1. Ускорение заряженных частиц во вспышке

Значительная доля энергии во вспышках выделяется в форме энергичных частиц. При этом электроны и ионы ускоряются до энергий 100 кэВ и 100 МэВ соответственно [29], вызывая жесткое рентгеновское и гамма-излучение. Согласно нетепловой модели импульсная солнечная вспышка продуцирует 10^{37} электронов в секунду с энергией более 20 кэВ в течение 100 с. Это означает, что скорость выделения энергии в виде ускоренных электронов 3×10^{29} эрг с⁻¹, что соответствует полной энергии электронов $E_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 3 \times 10^{31}$ эрг при общем числе ускоренных электронов $N_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 10^{39}$. Требования, налагаемые на темп ускорения, снижаются в гибридной модели [30], которая предполагает, что спектр рентгеновского излучения с энергиями менее 30 кэВ обусловлен излучением горячей ($T \sim 3 \times 10^7$ К) плазмы, а излучение с большими энергиями генерируется быстрыми электронами. В этом случае необходимая скорость продуцирования электронов с энергиями более 20 кэВ уменьшается до 2×10^{35} электронов в 1 с. При длительности процесса ускорения 100 с это дает $N_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 2 \times 10^{37}$ и $E_e (> 20 \text{ кэВ}) \approx 6 \times 10^{29}$ эрг. Поэтому для обеспечения наблюдаемой величины пото-

ков быстрых электронов в режиме ускорения должно находиться достаточно большое число частиц ($\geq 2 \times 10^{37}$). Что является резервуаром частиц, если ускорение происходит во вспышечной арке? Число частиц в арке с плотностью плазмы 10^{10} см⁻³, площадью поперечного сечения 10^{18} см² и длиной $(1-5) \times 10^9$ см равно $(1-5) \times 10^{37}$. Любой разумный механизм ускоряет лишь незначительную долю частиц, поэтому полученного числа электронов в корональной арке недостаточно для обеспечения ускорения даже в благоприятном случае гибридной модели ($\sim 2 \times 10^{37}$ электронов). В связи с этим возникает проблема объяснения механизма вовлечения достаточно большого числа частиц в процесс ускорения.

В магнитной арке имеются два источника, которые могут обеспечить необходимое число частиц. Первый источник связан с хромосферной частью петли, где в столбе длиной от области температурного минимума до переходной области содержится $\sim 5 \times 10^{40}$ частиц, если принять площадь сечения петли $\sim 10^{18}$ см². Вторая возможность обогащения вспышечной петли частицами возникает при ее взаимодействии с плотной материей протуберанца, что дает $\approx 3 \times 10^{38}$ частиц [13]. Отсюда следует, что для обеспечения ускорительного механизма частицами при мощных вспышках предпочтительным вариантом локализации области ускорения является хромосферная часть корональной арки. Для умеренных вспышек область ускорения может располагаться вблизи вершины арки.

Для объяснения генерации быстрых частиц во вспышках привлекаются различные механизмы ускорения: стохастическое ускорение волнами, ускорение ударными волнами, бетатронное ускорение, ускорение в квазистационарных (DC) электрических полях. Наиболее эффективный способ ускорения — это ускорение крупномасштабным электрическим полем E вспышечной магнитной петли. Если в плазме присутствует магнитное поле $|\mathbf{B}| > |\mathbf{E}|$, то ускорять частицы будет только проекция электрического поля на магнитное поле $E_{\parallel} = \mathbf{E}\mathbf{B}/B$. Если величина $E_{\parallel}$ меньше поля Драйзера $E_D = eA\omega_p^2/V_T^2$, то в ускорительный процесс (убегание) включаются электроны со скоростями $V > (E_D/E_{\parallel})^{1/2} V_T$, где V_T — тепловая скорость электронов, A — кулоновский логарифм, ω_p — ленгмюровская

частота. Скорость продуцирования убегающих электронов [31]:

$$\dot{N}_e = 0,35 n v_{ei} V_a x^{3/8} \exp\left(-\sqrt{2}x - \frac{x}{4}\right), \quad (12)$$

где $x = E_D/E_{||}$, V_a — объем области ускорения. Наибольшие электрические поля генерируются в основаниях магнитной петли, где возникает эффективное разделение зарядов, вызванное конвективным потоком фотосферного вещества внутрь трубки и различной степенью замагниченности электронов и ионов. Выражение для $E_{||}$ есть [32]

$$E_{||} \approx \frac{1-F}{2-F} \frac{\sigma_0 V_r B^2}{enc^2(1+\mu B^2)} \frac{B_r}{B}. \quad (13)$$

Здесь радиальная составляющая магнитного поля $B_r \ll B$, $\mu = \sigma_0 F^2 / (2-F)c^2 n m_i v_{ia}$. Ускорение частиц, связанное с полем разделения зарядов, может возникать при развитии желобковой неустойчивости в основании магнитной арки, когда вторгающийся в токовый канал "язык" плазмы неоднороден по высоте. Ускоряющее поле при $B_r \approx 0,1B$ может достигать поля Драйзера и даже превышать его [32]. При этом все электроны включаются в режим убегания, а электрическое поле достигает значения 17 В см^{-1} . Это дает возможность частицам на масштабе $\sim 10^8 \text{ см}$ набрать предельно большую энергию, $\sim 1 \text{ ГэВ}$. Экстремальные электрические поля возникают при магнитных полях $\sim 10^3 \text{ Гс}$ и сильном прогреве фотосферных оснований магнитной арки, что реализуется не во всех вспышках. Однако это демонстрирует возможности токонесущих магнитных арок эффективно ускорять частицы. При ускорении в хромосферных основаниях арки скорость продуцирования энергичных электронов будет превышать 10^{35} электронов в 1 с, что достаточно для гибридной модели, если принять в области ускорения $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, радиус трубки 10^8 см , $T = 10^5 \text{ К}$ и размер области ускорения по высоте $h = 10^8 \text{ см}$. При этом $x = E_D/E_{||} = 26$, $E_{||} \approx 2 \times 10^{-3} \text{ В см}^{-1}$, а энергия основной части ускоренных электронов составит 200 кэВ .

Хорошей иллюстрацией процесса ускорения заряженных частиц в квазистационарных электрических полях, при котором ионы и электроны ускоряются в противоположных направлениях, является вспышка 23 июля 2002 г. Из данных космического аппарата RHESSI [33] видно, что из одного основания вспышечной арки исходит рентгеновское излучение $150-200 \text{ кэВ}$, генерируемое быстрыми электронами, а из другого — гамма-излучение в линии $2,223 \text{ МэВ}$, генерируемое быстрыми ионами.

Поскольку ускорительный механизм производит $\geq 10^{35}$ электронов в 1 с, то возникает электрический ток $I \geq 10^{15} \text{ А}$. Протекая в магнитной петле с сечением $\sim 10^{18} \text{ см}^2$, этот ток должен индуцировать магнитное поле $B \geq 6 \times 10^6 \text{ Гс}$, которое не наблюдается в корональных арках (*парадокс Колгейта*). Обсуждаются две возможности устранения такого противоречия. Первая предполагает разбиение токового канала на множество токовых нитей с противоположным направлением токов в соседних нитях, в результате чего общее магнитное поле не будет превышать наблюдаемой величины [34]. Не ясно, однако, каким образом в пучке ускоренных элект-

ронов могут возникнуть нити с противоположными направлениями токов. Другая возможность связана с образованием обратного тока в плазме [35]. Пусть пучок электронов инжектируется в плазму вдоль внешнего магнитного поля B_z . Тогда поле B_ϕ в каждой фиксированной точке плазмы будет изменяться со временем при прохождении переднего фронта потока. Изменение B_ϕ приводит к появлению на переднем фронте пучка электронов электрического поля E_z , которое действует на электроны плазмы так, что возникает ток, направленный противоположно инжектируемому току. Полный ток, следовательно, уменьшается вплоть до полной его компенсации. Согласно закону Ленца пучок ускоренных электронов может распространяться в плазме, не затрачивая энергию на модификацию магнитного поля.

3.2. Турбулентный режим распространения энергичных частиц

Проявлением взаимодействия волна — частица в солнечной короне является необычный характер распространения энергичных частиц. Так, во вспышке 28 августа 1999 г. [36] релятивистские электроны, генерирующие синхротронное излучение на частоте 17 ГГц , двигались вдоль корональной магнитной арки со скоростью в 30 раз меньшей скорости света (рис. 5). Это явление можно объяснить в терминах сильной турбулентной диффузии [37, 38]. Возбуждаемая потоком электронов низкочастотная свистовая турбулентность эффективно рассеивает релятивистские частицы по питч-углу. В результате вместо свободного распространения электроны вследствие аномальной (турбулентной) вязкости движутся со скоростью порядка фазовой скорости свистов, $\approx 0,03c$ (линия А). При следующей инжекции (линия В) свисты не влияли на распространение частиц.

Второй пример — отсутствие заметной ($< 0,07\%$) линейной поляризации $\text{H}\alpha$ -излучения, генерируемого пучками энергичных протонов при торможении в хромосфере [39]. Наиболее вероятная причина этого явления — изотропизация из-за рассеяния на мелкомасштабных альфеновских волнах, возбуждаемых на ионном циклотронном резонансе протонами с энергией $\sim 1 \text{ МэВ}$. При этом протоны эффективно рассеиваются по питч-углу (сильная диффузия), если мощность ускорителя энергичных частиц превышает $J_* = 5 \times 10^{12}$ протонов на 1 см^2 за 1 с. Данные об энергичных частицах в солнечных вспышках подразумевают темп ускорения протонов с энергией $\sim 1 \text{ МэВ}$ порядка $10^{33}-10^{34}$ протонов в 1 с [29]. Полагая площадь области вторжения протонов в хромосферу $\sim 10^{18} \text{ см}^2$, находим поток $J \sim (10^{15}-10^{16}) \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \gg J_*$. Режим сильной диффузии приводит и к задержкам гамма-излучения в линиях относительно жесткого рентгеновского излучения во вспышках [40], поскольку скорость турбулентного фронта, создаваемого ионами, на порядок меньше скорости турбулентной "стенки", создаваемой быстрыми электронами.

4. Собственные колебания арок и диагностика вспышечной плазмы

Наблюдения Солнца на спутнике TRACE позволили обнаружить колебания корональных арок активных областей [41], что стимулировало развитие перспектив-

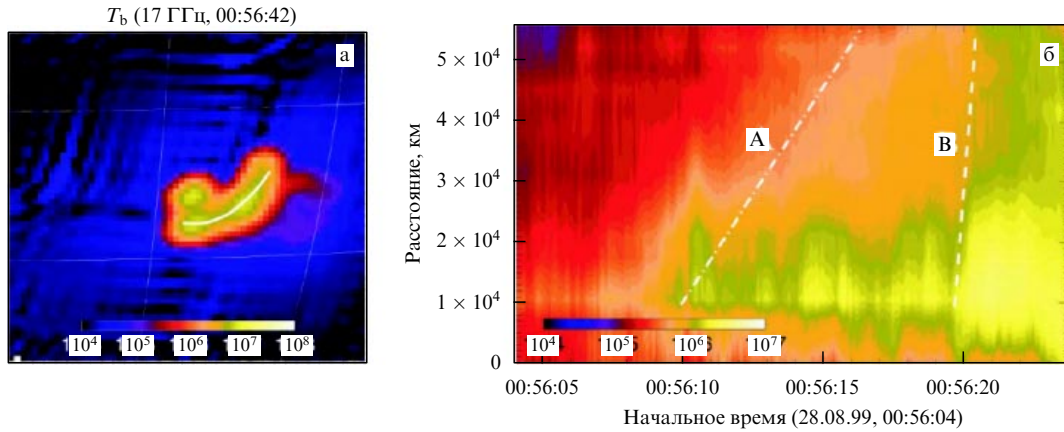


Рис. 5. (а) Изображение вспышки 28.08.1999, состоящей из двух источников, полученное на радиогелиографе "Nobeyama" на частоте 17 ГГц в момент 00:56:42 UT. Светлая линия в центре рисунка отмечает траекторию распространения релятивистских электронов в протяженной арке длиной 5×10^4 км [36]. T_b — яркостная температура микроволнового излучения, $10^4 < T_b < 10^8$ К; более светлые области на рисунке соответствуют более высоким температурам. (б) Представление распространения микроволнового сигнала со скоростью $v = 0,03c$ при первом акте ускорения энергичных электронов (линия А) и со скоростью $v \sim c$ при втором акте ускорения (линия В).

ного направления астрофизики — корональной сейсмологии. Основателем этого направления можно считать голландского астрофизика Розенберга [42], который связал пульсации солнечного радиоиизлучения IV типа с магнитогидродинамическими (МГД) осцилляциями корональной арки. На границе арка–внешняя среда имеется скачок импеданса для МГД-волн, поэтому корональную арку можно рассматривать как резонатор. Пульсации излучения в различных диапазонах длин волн (оптическом, рентгеновском, радиодиапазоне) наблюдаются не только на Солнце, но и в излучении вспыхивающих звезд. Интерес к осцилляциям арок связан с возможностью объяснения природы нагрева корон и совершенствования методов диагностики вспышек.

Колебания корональных арок исследуют на примере плазменного цилиндра с радиусом r и длиной l , торцы которого "вморожены" в сверхпроводящую среду. Плазма внутри цилиндра имеет плотность ρ_i , температуру T_i и магнитное поле B_i , вне цилиндра — ρ_e , T_e и B_e . Дисперсионное уравнение, связывающее частоту колебаний цилиндра ω с компонентами волнового вектора $k_\perp$ и $k_\parallel$, имеет вид [43, 44]

$$\frac{J'_m(\kappa_i r)}{J_m(\kappa_i r)} = \alpha \frac{H'_m^{(1)}(\kappa_e r)}{H_m^{(1)}(\kappa_e r)}, \quad (14)$$

где

$$\kappa^2 = \frac{\omega^4}{\omega^2(C_S^2 + V_A^2) - k_\parallel^2 C_S^2 V_A^2} - k_\parallel^2, \\ \alpha = \frac{\kappa_i \rho_i}{\kappa_e \rho_e} \frac{\omega^2 - k_\parallel^2 V_{Ai}^2}{\omega^2 - k_\parallel^2 V_{Ae}^2},$$

C_S — скорость звука, J_m и $H_m^{(1)}$ — функции Бесселя и Ханкеля первого рода, $k_\parallel = \pi s/l$, $s = 1, 2, 3, \dots$. Для тонкого ($r/l \ll 1$) и плотного ($\rho_e/\rho_i \ll 1$) цилиндров при $m = 0$ из (14) следует, что частота быстрых магнитозвуковых (БМЗ) колебаний, которые вносят наибольший вклад в модуляцию излучения арок:

$$\omega_+ = (k_\perp^2 + k_\parallel^2)^{1/2} (C_{Si}^2 + V_{Ai}^2)^{1/2}. \quad (15)$$

Поперечное волновое число $k_\perp = \lambda_i/r$, где λ_i — нули функции Бесселя, $J_0(\lambda) = 0$. Оценки [45] показывают, что наиболее существенной причиной затухания БМЗ-колебаний в солнечных арках является электронная теплопроводность плазмы. Поэтому их добротность равна

$$Q = \frac{\omega_+}{\gamma} \approx \frac{2m_e}{m_i} \frac{P v_{ei}}{\beta^2 \sin^2 2\theta}, \quad (16)$$

где $\theta = \arctan(k_\perp/k_\parallel)$, $P = 2\pi/\omega_+$ — период колебаний, γ — декремент затухания волн. Модуляция потока гиротронного излучения энергичных электронов с показателем δ степенного энергетического спектра для оптически тонкого источника при БМЗ-колебаниях имеет вид [45]:

$$A = 2\zeta \frac{\delta B}{B} = \zeta \beta, \quad \zeta = 0,9\delta - 1,22. \quad (17)$$

При учете кривизны магнитного поля и достаточно большом параметре β в корональных арках возможно возбуждение баллонной моды желобковой неустойчивости. Баллонные колебания возникают в результате суммарного действия дестабилизирующей силы, связанной с градиентом давления и кривизной магнитного поля $F_1 \sim p/R_{\text{loop}}$, и возвращающей силы $F_2 \sim B^2/R_{\text{loop}}$ натяжения магнитных силовых линий. Период колебаний

$$P_1 = \frac{2l}{V_A} \left(N^2 - \frac{l\beta}{2\pi d} \right)^{-1/2} \approx \frac{2l}{V_A N}, \quad (18)$$

где N — число колеблющихся областей на длине петли l . Оценки показывают, что затухание баллонных осцилляций в атмосфере Солнца также обусловлено электронной теплопроводностью плазмы. Из уравнений для частоты осцилляций (15), (18), добротности (16) и глубины модуляции излучения (17) определяются температура, плотность плазмы и магнитное поле арки (табл. 2).

Два примера использования такого метода диагностики приведены в [45]. Наблюдения вспышки 8 мая 1998 г. (01:49–02:17 UT) в виде одиночной арки на частоте 17 ГГц (радиогелиограф Nobeyama) и жесткого рентгеновского излучения (спутник Yohkoh) свидетель-

Таблица 2. Формулы для определения параметров вспышки по пульсациям излучения, вызванных баллонными и радиальными колебаниями магнитной арки. Здесь $\chi = 10\epsilon/3 + 2$, $\tilde{r} = 2,62r$, $\epsilon = \Delta/\xi$, температура T выражена в градусах Кельвина, концентрация n — в см^{-3} , магнитное поле B — в [Гс]

Баллонные колебания	Радиальные (БМЗ) колебания
$T = 2,42 \times 10^{-8} \frac{l^2 \epsilon_1}{N^2 P_1^2}$	$T = 1,2 \times 10^{-8} \frac{\tilde{r}^2 \epsilon}{P^2 \chi}$
$n = 5,76 \times 10^{-11} \frac{Q_1 l^3 \epsilon_1^{7/2}}{N^3 P_1^4} \sin^2 2\theta$	$n = 2 \times 10^{-11} \frac{Q \tilde{r}^3 \epsilon^{7/2}}{P^4 \chi^{3/2}} \sin^2 2\theta$
$B = 6,79 \times 10^{-17} \frac{Q_1^{1/2} l^{5/2} \epsilon_1^{7/4}}{N^{5/2} P_1^3} \sin 2\theta$	$B = 2,9 \times 10^{-17} \frac{Q^{1/2} \tilde{r}^{5/2} \epsilon^{7/4}}{P^3 \chi^{5/4}} \sin 2\theta$

ствуют о баллонных колебаниях с параметрами $l = 8 \times 10^9$ см, $N = 4$, $\theta = 66^\circ$, $A_1 \approx 0,3$, $Q_1 \approx 25$, $\delta = 3,5$. Применяя формулы табл. 2, находим $T \approx 5,9 \times 10^7$ К, $n \approx 1,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B \approx 425$ Гс и плазменный параметр $\beta \approx 0,16$.

Вспышка 28 августа 1999 г. (00:55–00:58 UT) иллюстрирует взаимодействие двух арок: компактной и протяженной (см. рис. 5). Вейвлет-анализ выявил характерные периоды пульсаций: 14 и 2,4 с. Сценарий события следующий. Вспышечное энерговыделение сопровождалось развитием баллонных колебаний в компактном источнике с $P_1 = 14$ с. Повышение газового давления привело к развитию апериодической моды баллонной неустойчивости и взаимодействию компактного источника с соседней аркой (loop–loop interaction), которое сопровождалось инжекцией горячей плазмы и энергичных частиц. Поскольку колебания с периодом $P = 2,4$ с возникли после инжекции плазмы, то за них, вероятнее всего, ответственны БМЗ-моды протяженного источника. Привлекая формулы табл. 2, из анализа пульсаций получаем параметры плазмы компактной и протяженной арок:

$$T \approx 4,6 \times 10^7 \text{ К}, \quad n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad B \approx 300 \text{ Гс}, \quad \beta \approx 0,18;$$

$$T \approx 2,1 \times 10^7 \text{ К}, \quad n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad B \approx 120 \text{ Гс}, \quad \beta \approx 0,06.$$

Компактная арка, связанная с первичным источником энерговыделения, имеет более высокую температуру, плотность и величину магнитного поля.

5. Заключение

Таким образом, мы показали, что в происхождении вспышечной активности Солнца важную роль играют корональные магнитные арки (петли). При этом в арках могут протекать значительные электрические токи, которые являются причиной взрывного энерговыделения при развитии желобковой неустойчивости. Желобковая неустойчивость (баллонная мода) может быть ответственна как за вовлечение заряженных частиц в режим ускорения, так и за инжекцию плазмы в соседнюю арку при взаимодействии магнитных арок.

В процессах ускорения частиц во вспышках важную роль играет механизм ускорения в квазистационарных электрических полях. В динамике энергичных частиц в атмосфере Солнца существен эффект взаимодействия волна–частица.

Представление токонесущей арки в виде эквивалентного электрического контура и резонатора для МГД-

волн отражает физику происходящих во вспышках процессов. Вспышечная арка обладает набором собственных частот, что приводит к низкочастотной модуляции излучения в широком диапазоне длин волн (оптический, радиодиапазон, рентгеновский). Основанная на этих подходах прогрессирующая область астрофизики — корональная сейсмология — предоставляет мощный метод диагностики вспышечной плазмы.

Работа поддержана Программой Президиума РАН "Солнечная активность", Программой ОФН-16 и грантами РФФИ 03-02-17218, 04-02-39029ГФЕН и 05-02-16252.

Список литературы

1. Sweet P A, in *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Plasma* (Intern. Astron. Union Symp., No. 6, Ed. B Lehnert) (Cambridge: Univ. Press, 1958) p. 123
2. Gold T, Hoyle F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **120** 89 (1960)
3. Sturrock P A *Astron. J.* (Suppl.) **73** 78 (1968)
4. Heyvaerts J, Priest E R, Rust D M *Astrophys. J.* **216** 123 (1977)
5. Parker E N *Astrophys. J.* **180** 247 (1973)
6. Spicer D S *Solar Phys.* **53** 305 (1977)
7. Sakai J-I, de Jager C *Space Sci. Rev.* **77** 1 (1996)
8. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **43** 340 (1966)
9. Somov B V *Physical Processes in Solar Flares* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1992)
10. Alfvén H, Carlqvist P *Solar Phys.* **1** 220 (1967)
11. van Hoven G, in *Solar Flare Magnetohydrodynamics* (Fluid Mechanics of Astrophys. and Geophys., Vol. 1, Ed. E R Priest) (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1984) Ch. 4
12. Melrose D B, McClymont A N *Solar Phys.* **113** 241 (1987)
13. Зайцев В В, Степанов А В *Астрон. журн.* **68** 384 (1991); Zaitsev V V, Stepanov A V *Solar Phys.* **139** 343 (1992)
14. Sen H K, White M L *Solar Phys.* **23** 146 (1972)
15. Henoux J C, Somov B V *Astron. Astrophys.* **185** 306 (1987)
16. Ionson J A *Astrophys. J.* **254** 318 (1982)
17. Melrose D B *Astrophys. J.* **451** 391 (1995)
18. Zaitsev V V, Urpo S, Stepanov A V *Astron. Astrophys.* **357** 1105 (2000)
19. Klimchuk J A et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **44** L181 (1992)
20. Khodachenko M L, Zaitsev V V *Astrophys. Space Sci.* **279** 389 (2002)
21. Leka K D et al. *Astrophys. J.* **411** 370 (1993)
22. Schluter A, Biermann L Z. *Naturforsch.* **A5** 237 (1950)
23. Зайцев В В и др. *Астрон. журн.* **75** 455 (1998)
24. Зайцев В В и др. *Астрон. журн.* **80** 945 (2003)
25. Cohen L *Proc. IEEE* **77** 941 (1989)
26. Khodachenko M L et al. *Astron. Astrophys.* **433** 691 (2005)
27. Зайцев В В и др. *Письма в Астрон. журн.* **30** 362 (2004)
28. Stepanov A V et al. *Astron. Astrophys.* **374** 1072 (2001)
29. Miller J A et al. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* **102** (A7) 14631 (1997)
30. Holman G D, Benka S G *Astrophys. J.* **400** L79 (1992)
31. Knoepfel H, Spong D A *Nucl. Fusion* **19** 785 (1979)
32. Зайцев В В, Ходаченко М Л *Изв. вузов. Радиофиз.* **40** 176 (1997)
33. Dennis B R *Lect. Not. Phys.* (2005) (in press)
34. van den Oord G H J *Astron. Astrophys.* **234** 496 (1990)
35. Lee R, Sudan R N *Phys. Fluids* **14** 1213 (1971)
36. Yokoyama T et al. *Astrophys. J.* **576** L87 (2002)
37. Беспалов П А, Трахтенгерц В Ю, в сб. *Вопросы теории плазмы* Т. 10 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1980) с. 88
38. Stepanov A V et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* (2005) (in press)
39. Biana M et al. *Astron. Astrophys.* **434** 1183 (2005)
40. Bepalov P A, Zaitsev V V, Stepanov A V *Astrophys. J.* **374** 369 (1991)
41. Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **520** 880 (1999)
42. Rosenberg H *Astron. Astrophys.* **9** 159 (1970)
43. Зайцев В В, Степанов А В, в сб. *Исследования по геомагнетизму, астрономии, физике Солнца* № 37 (М.: Наука, 1975) с. 3
44. Nakariakov V M, Stepanov A V *Lect. Not. Phys.* (2005) (in press)
45. Степанов А В и др. *Письма в Астрон. журн.* **30** 530 (2004)

PACS numbers: 78.70.Bj, 98.35.-a, 98.70.-f

Аннигиляционное излучение центральной зоны Галактики: результаты обсерватории ИНТЕГРАЛ

Е.М. Чуразов, Р.А. Сюняев, С.Ю. Сазонов,
М.Г. Ревнивцев, Д.А. Варшалович

1. Введение

Узкая линия аннигиляции позитронов на энергии 511 кэВ — это ярчайшая линия в спектре излучения нашей Галактики на энергиях, превышающих 10 кэВ. Впервые спектральная особенность на энергии ~ 476 кэВ в излучении центральной зоны Галактики была обнаружена [1] более 30 лет назад детекторами низкого энергетического разрешения во время полетов на баллонах. Вскоре наблюдения детекторов высокого разрешения на основе германия однозначно идентифицировали эту особенность с узкой линией аннигиляции позитронов на энергии 511 кэВ [2]. Впоследствии аннигиляционное излучение наблюдалось еще в нескольких экспериментах. Несмотря на неоднократные наблюдения, однозначного ответа о природе аннигиляционного излучения Галактики до сих пор нет. Это прежде всего связано с тем, что существует несколько принципиально различных механизмов рождения позитронов, среди которых:

радиоактивный β^+ -распад нестабильных изотопов, например ^{26}Al или ^{56}Co , производимых во вспышках сверхновых или новых;

распад π^+ -мезонов, возникающих при взаимодействии космических лучей с веществом;

рождение электрон-позитронных пар при взаимодействии фотонов высоких энергий или в сильных магнитных полях вблизи компактных источников — черных дыр или радиопульсаров;

рождение позитронов при аннигиляции частиц темной материи.

Хотя этот список и не полон, он уже показывает необычайно широкий диапазон обсуждаемых механизмов — от общепринятых (нуклеосинтез в сверхновых) до самых экзотических (аннигиляция темной материи).

Ключевыми для объяснения природы линии 511 кэВ являются: а) определение пространственного распределения аннигиляционного излучения в Галактике и сравнение с распределением потенциальных источников позитронов; б) детальное исследование спектра аннигиляционного излучения и получение ограничений на свойства вещества, в котором происходит аннигиляция. Именно эти вопросы и призвана решить обсерватория ИНТЕГРАЛ, в состав которой входит спектрометр высокого разрешения на основе германия.

2. Наблюдения и анализ данных

Обсерватория ИНТЕГРАЛ — это проект Европейского космического агентства с участием России и США. Обсерватория была выведена на высокоапогейную орбиту с периодом 3 дня ракетой "Протон" в октябре 2002 г. Для исследования аннигиляционного излучения использовался прибор SPI [3], состоящий из 19 независимых кристаллов германия высокой чистоты, обеспечи-

вающих энергетическое разрешение порядка 2 кэВ на энергии 511 кэВ. На расстоянии 171 см от детектора была установлена вольфрамовая маска толщиной 3 см, обеспечивающая модуляцию регистрируемого потока. Диаметр поля зрения телескопа составляет около 30° . В нашем анализе использовались данные, полученные в период с февраля по ноябрь 2003 г. Полное время наблюдений составило около $3,9 \times 10^6$ с [4].

Энергетическая шкала в каждом из наблюдений контролировалась по положению ярких фоновых линий (^{71}Ge , 198,4 кэВ; ^{69}Zn , 438,6 кэВ; ^{69}Ge , 584,5 кэВ и ^{69}Ge , 882,5 кэВ) в спектре каждого из детекторов. После такой калибровки характерная амплитуда вариаций со временем положения фоновых линий вблизи 500 кэВ составляла не более 0,01 кэВ. Линия аннигиляции позитронов также присутствует в фоновом спектре телескопа SPI. Эта линия связана с позитронами, образующимися и аннигилирующими в теле детектора и окружающих материалах под воздействием заряженных частиц высоких энергий. Так как линия, возникающая при аннигиляции позитронов в веществе телескопа, уширена по сравнению с внутренним разрешением телескопа, то разрешение определялось интерполяцией наблюдаемых значений ширины двух линий: 438,6 кэВ и 584,5 кэВ, симметрично расположенных относительно линии 511 кэВ. Разрешение на энергии 511 кэВ, определенное таким образом, составило 2,1 кэВ (полная ширина на половине максимума, full width half maximum, FWHM) для всей совокупности данных.

Серьезных усилий потребовало создание модели фонового спектра телескопа. При наблюдениях центральной зоны Галактики фоновый поток на энергии 511 кэВ превышает полезный сигнал приблизительно в 50–100 раз, и, следовательно, модель фона должна предсказывать его с точностью значительно лучшей, чем 1 %. Для построения модели фона использовались данные наблюдений различных участков небесной сферы, расположенных на угловом расстоянии более 30° от центра Галактики. Полная длительность наблюдений, использованных для построения модели фона, составила около $3,7 \times 10^6$ с. Модель учитывает вариации фона, связанные с вариациями потока заряженных частиц и постепенным накоплением долгоживущих нестабильных изотопов в теле детектора.

3. Карта Галактики в линии 511 кэВ

На рисунке 1 показана карта поверхностной яркости излучения Галактики в линии 511 кэВ. Для каждого из наблюдений регистрируемый поток в диапазоне 508–514 кэВ (за вычетом модели фона) распределялся по участку небесной сферы в пределах поля зрения инструмента с весом, пропорциональным эффективной площади для фотонов с энергией 511 кэВ, приходящих с данного направления. Таким образом, построенная карта является сверткой истинного распределения поверхностной яркости аннигиляционного излучения с ядром, зависящим от размера поля зрения инструмента и ориентации телескопа в каждом из наблюдений. На этой карте сохранены только пространственные масштабы, превышающие размер поля зрения, а мелкомасштабные структуры сильно подавлены. Тем не менее эта карта позволяет судить о глобальном распределении аннигиляционного излучения в Галактике. В частности, оче-

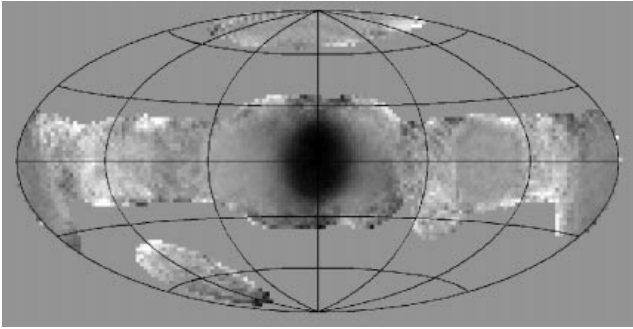


Рис. 1. Распределение поверхностной яркости в линии 511 кэВ в Галактике. Высокая поверхностная яркость отображается темным цветом. Карта построена в галактических координатах, ее центр соответствует центру Галактики. Карта сильно сглажена в процессе построения. Центральное пятно показывает, что поверхностная яркость аннигиляционного излучения велика в зоне центра Галактики и мала в остальных направлениях.

видно, что центральная зона Галактики — яркое пятно в центре карты — является мощным источником излучения в линии 511 кэВ. Поверхностная яркость других областей Галактики значительно ниже, и наблюдаемые на рис. 1 вариации интенсивности соответствуют ожидаемому статистическому шуму.

Более сильные ограничения на параметры распределения поверхностной яркости можно получить, задавая модель распределения яркости по Галактике с несколькими свободными параметрами, сворачивая это распределение с откликом прибора и сравнивая результат с прямыми измерениями. Наилучшие значения параметров определяются минимизацией величины χ^2 :

$$\sum_i \left[\frac{AP_i - (D_i - B_i)}{\sigma_i} \right]^2 = \min, \quad (1)$$

где суммирование выполняется по всем наблюдениям, при которых ось телескопа отстояла меньше, чем на 30° от центра Галактики, A — нормировка модели, P_i — предсказываемая скорость счета данного детектора в i -м наблюдении, D_i — наблюдаемая скорость счета в диапазоне 508–514 кэВ, B_i — предсказываемая скорость счета фона, σ_i — статистическая ошибка в данном измерении. При малом числе отсчетов N_i в отдельном измерении ($N_i \leq 10-20$) использование простейшей оценки пуассоновских ошибок $\sigma_i = \sqrt{N_i}$ часто приводит к корреляции измерений и ошибок, а также к систематическому сдвигу в оценке параметров [5]. Чтобы избежать этого, ошибки вычислялись по известному времени наблюдения с использованием усредненных значений по большому числу измерений. В наиболее простой модели предполагается, что поверхностная яркость описывается двумерной гауссианой, симметрично расположенной относительно центра Галактики. Нормировка (полный поток) и ширина распределения являлись свободными параметрами модели. Чуть более гибкая модель включает в себя дополнительную постоянную подложку — $AP_i + C$. На рисунке 2 показаны зависимости полного потока от ширины гауссианы для этих двух моделей и зависимость значений $\chi^2 - \chi_{\min}^2$ (уравнение (1)) для модели с постоянной подложкой. Значение $\chi_{\min}^2$ составляет 38938 для 38969 степеней свободы (число индивидуальных измерений минус число свободных параметров модели). Так как

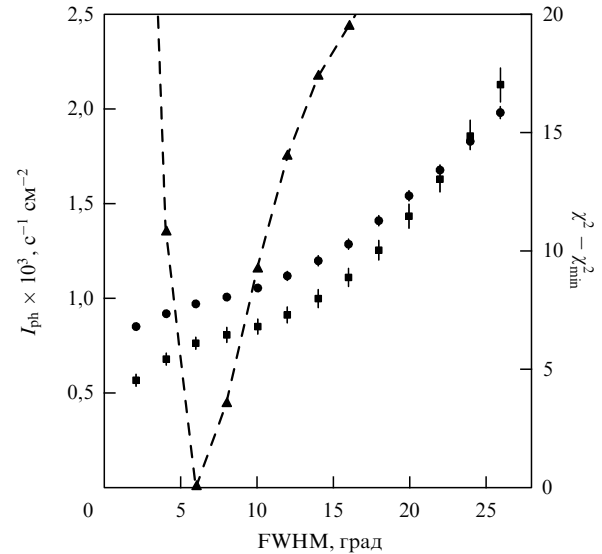


Рис. 2. Зависимость потока I_{ph} в диапазоне энергий 508–514 кэВ от ширины гауссианы для двух моделей распределения поверхностной яркости: двумерная гауссиана (кружки) и двумерная гауссиана плюс постоянная подложка (квадраты). Штриховой кривой показана зависимость величины $\chi - \chi_{\min}^2$ (правая ось) от ширины гауссианы для второй модели.

отношение сигнал/шум весьма мало для отдельных измерений, то малое значение $\chi_{\min}^2$ не является убедительным свидетельством хорошего согласия данных и модели, а скорее, показывает, что статистическая ошибка измерений оценена правильно. Из рисунка 2 следует, что наилучшее согласие с данными наблюдений достигается при ширине гауссианы порядка 6° . При этом полный поток (нормировка гауссианы) составляет $\sim 7,6 \times 10^{-4}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 для модели с подложкой и $\sim 10^{-3}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 для модели без подложки. Такая разница в значениях потоков означает, что распределение потока более сложное, чем предполагается в этих простых моделях. Тем не менее полученное значение потока отражает (с точностью до численного коэффициента порядка единицы) полный поток, идущий из зоны центра Галактики. Точное значение этого численного коэффициента зависит от предполагаемой формы распределения поверхностной яркости.

Таким образом, данные обсерватории ИНТЕГРАЛ показывают, что поверхностная яркость центральной зоны Галактики значительно выше, чем в любых других направлениях, а полный поток из центральной зоны составляет $\sim 10^{-3}$ фотонов за 1 с на 1 см^2 . Задание более сложных моделей [6, 7] распределений поверхностной яркости в линии 511 кэВ, в частности, состоящих из дисковой компоненты и центральной шарообразной части — балджа (от англ. bulge, вздутие), приводит к качественно аналогичным выводам — поток для центральной компоненты заметно выше, чем для дисковой компоненты. Этот вывод верен при условии, что толщина диска не превышает нескольких десятков градусов.

4. Спектр излучения в линии 511 кэВ

Анализ данных в диапазоне энергий 508–514 кэВ, описанный в разделе 3, был повторен для узких энергетических каналов шириной 0,5 кэВ, покрывающих диапазон энергий от 20 до 1000 кэВ. В результате был

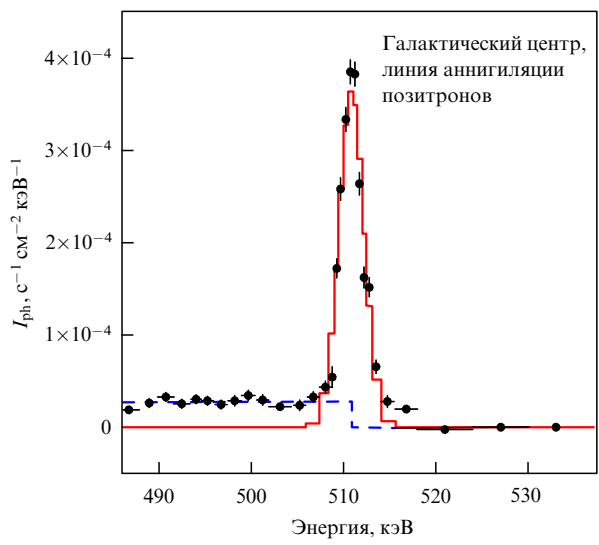


Рис. 3. Спектр аннигиляционного излучения центральной зоны Галактики, полученный для одной из пространственных моделей распределения аннигиляционного излучения в Галактике. Точками показан вклад трехфотонного распада. Сплошная кривая соответствует линии на энергии 511 кэВ, штриховая кривая — трехфотонному континууму. Представленные модельные кривые не были свернуты с энергетическим разрешением прибора. В действительности резкий край трехфотонного континуума размыт за счет конечного разрешения.

построен спектр [4], отражающий зависимость от потока энергии для гауссианы с шириной 6°. Этот спектр показан на рис. 3. Выбор использованной пространственной модели — гауссиана + константа (см. раздел 3) — достаточно консервативен, так как введение дополнительного свободного параметра снижает статистическую значимость результатов, но позволяет подавить систематический шум. При другом выборе ширины гауссианы нормировка спектра изменится (см. рис. 2), но основные параметры спектра, обсуждаемые в данном докладе, слабо зависят от использованной ширины гауссианы. В таблице приведены параметры аппроксимации полученного спектра. В спектральную модель были включены следующие компоненты: сравнительно узкая гауссова линия (свободные параметры — энергия центра линии, ширина линии и нормировка), трехфотонный континуум (свободный параметр — нормировка) и степенной закон с фиксированным фотонным индексом, равным 2,0. Степенной закон был включен, чтобы учесть гипотетическую возможность того, что кроме аннигиляционного излучения в спектре присутствует дополни-

Таблица. Параметры аппроксимации спектра аннигиляционного излучения в диапазоне энергий 450–550 кэВ. Модель включает гауссову линию, ортопозитронный континуум и степенной спектр с фотонным индексом 2,0. Ошибки соответствуют уровню достоверности 1σ для одного параметра

Параметр	Значение параметра и ошибка
E , кэВ	510,954 [510, 88 – 511, 03]
FWHM, кэВ	2,37 [2,12 – 2,62]
$F_{2\gamma} \times 10^4$ фотонов за 1 с на 1 см ²	7,16 ± 0,36
$F_{3\gamma} \times 10^4$ фотонов за 1 с на 1 см ²	26,1 ± 5,7
$F_{3\gamma}/F_{2\gamma}$	3,65 ± 0,82
F_{ps}	0,94 ± 0,06
χ^2 (число степеней свободы)	192,7 (193)

тельная широкая компонента (например диффузное нетепловое излучение межзвездной среды в области центра Галактики). Отношение потоков в первых двух компонентах задает долю аннигиляций, вызванных образованием позитрония:

$$F_{ps} = \frac{2}{1,5 + 2,25 F_{2\gamma}/F_{3\gamma}}, \tag{2}$$

где $F_{2\gamma}$ — поток в линии, а $F_{3\gamma}$ — поток в трехфотонном континууме. Алгебраическое выражение (2) непосредственно вытекает из предположения, что орто- и парапозитроний образуются в соотношении 3 : 1 и порождают соответственно 3 и 2 фотона при аннигиляции.

5. Ограничения на параметры межзвездной среды

Две измеряемые величины — ширина линии и соотношение потоков в линии и в трехфотонном континууме — позволяют наложить ограничения на температуру и степень ионизации среды, в которой происходит аннигиляция. Предполагается, что позитроны рождаются "горячими", т.е. с энергией, превышающей несколько сотен килоэлектронвольт. Позитроны затем замедляются из-за кулоновских потерь в ионизованной плазме или фотоионизации и возбуждения атомов в нейтральном газе. В конечном итоге энергия позитронов становится сравнимой с температурой среды — происходит термализация позитронов. Когда энергия позитронов опускается ниже значения в несколько сотен электронвольт, происходит обмен зарядом с нейтральными атомами, фоторекомбинация или прямая аннигиляция со свободными или связанными электронами (см., например, [8]). В дальнейшем анализе мы рассматривали газ из чистого водорода, не содержащий пыли. Для вычисления ионизации, возбуждения и обмена зарядом, мы использовали теоретические расчеты Керногана [9], которые хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для фоторекомбинации и прямой аннигиляции на свободных электронах применялись аппроксимации из [10], а для прямой аннигиляции на связанных электронах — из [11]. Для позитронов, замедляющихся при ионизации атомов водорода, необходимо задать распределение позитронов по энергии в конечном состоянии. Для этой цели мы использовали распределение по конечным энергиям, получающееся из первого борновского приближения, а нормировка была фиксирована на значении из [9]. Для позитронов, замедляющихся при взаимодействии со свободными электронами, мы воспользовались аналитической аппроксимацией [12], полученной для потерь энергии электронами. В расчете предполагалось, что при перезарядке и фоторекомбинации орто- и парапозитроний образуются в соответствии со статистическими весами, т.е. в соотношении 3 : 1.

Чтобы отследить эволюцию энергий позитронов и формирование спектров аннигиляционного излучения с учетом всех вышеперечисленных процессов использовался метод Монте-Карло. Отдельно рассчитывался спектр излучения, производимый термализованными позитронами, в предположении максвелловского распределения по энергиям. Оценки показывают, что отклонения от максвелловского распределения вследствие обмена заряда позитронов с нейтральными атомами могут иметь значение при температуре плазмы порядка

6000 К и очень малой степени ионизации — менее 10^{-3} . Для других комбинаций температуры и степени ионизации отклонения от максвелловского распределения не играют большой роли.

Предсказываемая аннигиляционная линия имеет форму, отличающуюся от правильной гауссианы, и часто содержит одновременно широкую и узкую компоненты. В таком случае ширина линии, определяемая традиционно как "ширина на полувысоте", будет более чувствительна к узкой компоненте, даже если эта компонента содержит малую долю излучения. Чтобы избежать этого, вычислялась эффективная ширина линии — интервал энергий, содержащий 76 % от полного потока в линии.

Результаты расчетов приведены на рис. 4, где каждая кривая соответствует заданному значению температуры среды. Степень ионизации среды изменяется вдоль каждой из кривых. Легко видеть, что кривые, представленные на рис. 4, образуют два семейства.

Первое семейство кривых соответствует газу с температурой ниже ~ 6000 К. В холодной и нейтральной среде около 94 % позитронов аннигилируют до момента термализации. Оставшиеся 6 % уходят под порог образования позитрония (6,8 эВ) и затем аннигилируют на связанных электронах. При этом эффективная ширина линии, возникающая при аннигиляции с образованием позитрония, составляет 5,3 кэВ. Аннигиляция на связанных электронах дает эффективную ширину около 1,7 кэВ [13] из-за конечной ширины распределения по скоростям

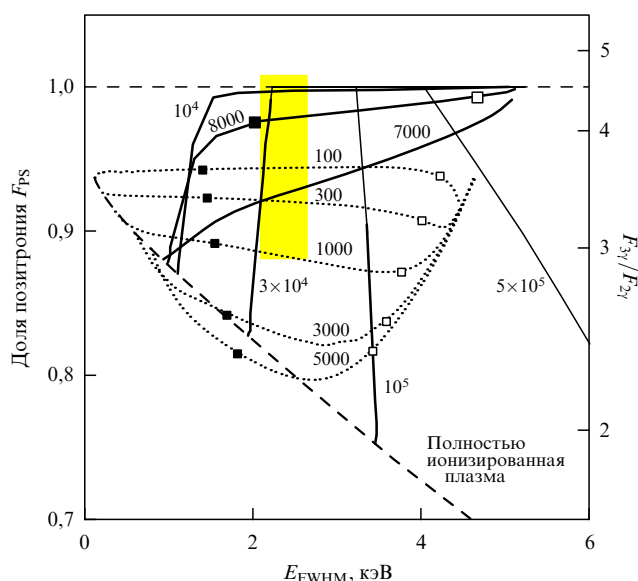


Рис. 4. Эффективная ширина линии 511 кэВ и доля аннигиляций, вызванных образованием позитрония, для различных температур и степеней ионизации среды. Серый прямоугольник соответствует области значений параметров, совместимых с данными обсерватории ИНТЕГРАЛ. Теоретические кривые разбиты на две группы: низкотемпературные ($T < 5000$ К, пунктирные кривые) и высокотемпературные ($T > 7000$ К, сплошные кривые). Температура фиксирована для каждой кривой (значения указаны на рисунке), а степень ионизации изменяется вдоль кривой от 0 до 1. Для низкотемпературных кривых (и для кривой при $T = 8000$ К) степень ионизации 0,01 отмечена полными квадратиками, а степень ионизации 0,1 — темными квадратиками. Штриховая кривая показывает зависимость доли аннигиляций, вызванных образованием позитрония, от ширины линии для полностью ионизированной среды.

электронов, связанных в атоме водорода. Эффективная ширина образующейся в конечном итоге линии (сумма широкой и узкой компонент) составляет $\sim 4,6$ кэВ. Если степень ионизации среды превышает $\sim 10^{-3}$, то начинают играть роль кулоновские потери, т.е. доля позитронов, образующих атомы позитрония до термализации, уменьшается. Для позитронов с энергией менее 6,8 эВ важнейшими являются три процесса: фоторекомбинация со свободными электронами и аннигиляция как на свободных, так и на связанных электронах. При степени ионизации порядка 10^{-2} и температурах порядка 1000 К аннигиляция на связанных электронах приводит к уменьшению доли позитрония до 80–90 %. Если же степень ионизации превышает несколько процентов, то важными оказываются только фоторекомбинация и аннигиляция на свободных электронах, и доля позитрония, и ширина линии сходятся к значениям, ожидаемым для полностью ионизированной плазмы.

Второе семейство кривых соответствует температурам выше 7000 К. При таких температурах термализованные позитроны могут формировать позитроний в результате реакции обмена зарядом с атомами водорода. Этот процесс доминирует над фоторекомбинацией и прямой аннигиляцией, если плазма не сильно ионизована. Причем доля позитрония оказывается очень близка к единице. Только при значительной ионизации плазмы (порядка 6–10 % при $T = 8000$ К и выше при более высоких температурах) становится важна аннигиляция на свободных электронах, и доля позитрония начинает уменьшаться с увеличением степени ионизации (почти вертикальные участки кривых на рис. 4).

Расчеты, результаты которых показаны на рис. 4, производились для различных сочетаний значений температуры и степени ионизации газа, при этом не рассматривался вопрос о реализуемости таких сочетаний в астрофизических условиях. Для сравнения ограничения на эффективную ширину линии и долю позитрония, получаемые по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ, показаны на рис. 4 серым прямоугольником. Видно, что в терминах однофазной среды возможны два решения: низкотемпературное ($T < 1000$ К) и высокотемпературное ($7000 < T < 4 \times 10^4$ К). Обсудим теперь астрофизическую сторону этих решений.

Согласно стандартной модели межзвездной среды [14, 15], в Галактике есть несколько основных фаз: горячая ($T > 10^5$ К), теплая ($T \sim 8000$ К) и холодная ($T < 100$ К).

Из рисунка 4 видно, что горячая ($T > 10^5$ К) ионизованная среда не может давать доминирующего вклада в наблюдаемый спектр аннигиляционного излучения. Действительно, ширина линии, образующейся в такой среде, слишком велика, а доля позитрония слишком мала. Формально доля позитрония может быть увеличена понижением степени ионизации газа, но маловероятно, что в астрофизических условиях степень ионизации может быть заметно меньше, чем при чисто столкновительном ионизационном равновесии. Ограничение на вклад очень горячей ($T > 10^6$ К) полностью ионизованной плазмы можно получить добавлением широкой линии к модельному спектру и нахождением максимальной амплитуды линии, которая в пределах статистических ошибок не противоречит наблюдаемому спектру. Например, при $T = 10^6$ К ожидаемая ширина линии равна ~ 11 кэВ [16], и вклад такой линии не превышает

17 % на уровне достоверности 90 %. Предполагая, что оставшиеся фотоны ($< 83\%$) в линии связаны с аннигиляцией позитрония, и учитывая, что при этой температуре темпы прямой аннигиляции и фоторекомбинации почти одинаковы, можно сделать вывод, что в среде с температурой $T = 10^6$ К происходит не более 8 % от общего числа аннигиляций позитронов. Заметим, что времена замедления и аннигиляции позитронов в межзвездной среде зависят как от начальной энергии позитрона, так и от свойств среды (главным образом от ее плотности). Допустимый диапазон времен очень велик. Например, при начальной энергии позитронов порядка 0,5–1 МэВ среднее время до аннигиляции изменяется от 10 тысяч до нескольких сотен миллионов лет при переходе от холодной к горячей фазе. Это означает, что позитроны, попавшие в горячую фазу, живут достаточно долго, для того чтобы успеть: а) покинуть Галактику или б) попасть в более плотную фазу и проаннигилировать в ней. Следовательно, малая доля аннигиляций в горячей среде сама по себе еще не является доказательством, что позитроны не рождаются в горячей среде.

Аналогичный вывод справедлив и для холодной ($T < 10^3$ К) нейтральной среды. В этом случае ожидаемая доля позитрония согласуется с наблюдающейся, но ожидаемая ширина линии $\sim 4,5$ кэВ слишком велика. Можно уменьшить ширину линии, предполагая, что степень ионизации значительно больше 10^{-2} . Однако для молекулярных и холодных HI-облаков такая степень ионизации существенно превышает характерную для них величину, что делает такое решение маловероятным.

С другой стороны, для теплой ($T \sim 8000$ – 10000 К) фазы межзвездной среды степень ионизации может варьироваться от менее чем 0,1 до более чем 0,8. Такая фаза дает возможность объяснить наблюдаемые значения ширины аннигиляционной линии и доли позитрония в спектре. При температуре 8000–10000 К требуемая степень ионизации составляет несколько процентов. При температуре порядка 20000 К необходима степень ионизации $\sim 0,4$. При температурах, превышающих 30000 К, плазма практически полностью ионизована, даже если доминирует ионизация электронными ударами. В типичных астрофизических условиях можно полагать, что степень ионизации не опускается ниже величины, ожидаемой для ионизации электронными ударами. Учет фотоионизации приводит к дополнительному повышению степени ионизации. Таким образом, "разрешенный" диапазон степеней ионизации простирается от значения столкновительной ионизации до единицы. Соответствующие участки кривых на рис. 4 выделены жирной линией.

Таким образом, в предположении однофазной модели из рис. 4 следует, что теплая фаза межзвездной среды дает наилучшее описание наблюдаемого спектра. Этот вывод качественно согласуется с результатами, полученными при анализе [8] ранних наблюдений аннигиляционного излучения. Детальная форма спектра, предсказываемая моделью аннигиляции в газе с температурой 8000 К и степенью ионизации 0,1, представлена на рис. 5а. Сравнение ожидаемого в этой модели и наблюдавшегося спектра показано на рис. 5б.

Заметим, что хотя однофазная модель может достаточно точно воспроизвести наблюдения, нельзя исключать более сложные модели, в которых аннигиляция происходит в нескольких фазах [4]. Существенную роль

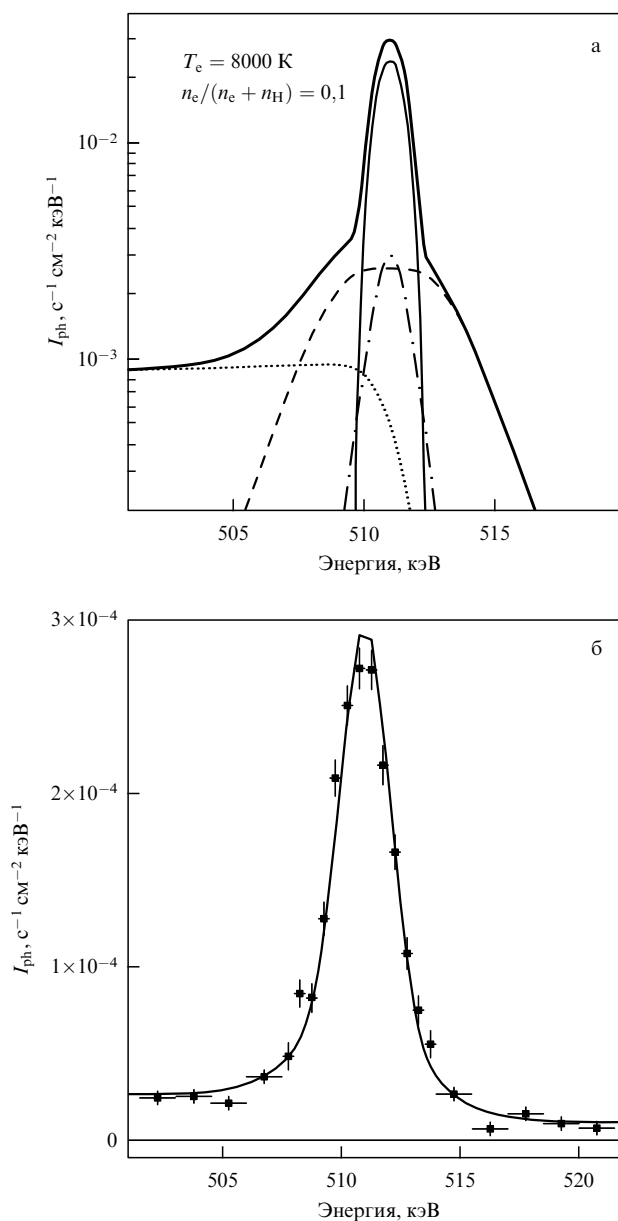


Рис. 5. (а) Ожидаемый спектр аннигиляционного излучения для среды с температурой 8000 К и степенью ионизации 0,1. Пунктирной кривой показан вклад трехфотонного континуума, штриховая кривая — аннигиляционная линия, формирующаяся до термализации позитронов, тонкая сплошная кривая соответствует аннигиляции, вызванной образованием парапозитрония после термализации, штрихпунктирная кривая — прямой аннигиляции термализованных позитронов. Жирная сплошная кривая — полный спектр аннигиляционного излучения. (б) Сравнение модельного спектра, представленного на рис. а, свернутого с энергетическим разрешением детектора, и наблюдаемого спектра.

играет степень ионизации фаз. Например, можно объяснить наблюдения, предполагая наличие смеси холодной нейтральной фазы с теплой ионизованной в соотношении 1 : 1. Более детальный анализ этого вопроса приведен в работах [4, 17].

6. Обсуждение и выводы

Наблюдения обсерватории ИНТЕГРАЛ обеспечили самые точные на сегодняшний день измерения спектра

аннигиляционного излучения позитронов и зоны центра Галактики.

Поверхностная яркость аннигиляционного излучения высока в центральной зоне Галактики размером 5–10 градусов и мала вне этой зоны. Поток из центральной области составляет $\sim 10^{-3}$ фотонов за 1 с на 1 см². Неопределенность данного значения связана почти исключительно с неопределенностью в предполагаемом распределении поверхностной яркости. Считая расстояние до области аннигиляции равным 8,5 кпк и учитывая, что доля аннигиляций через формирование позитрония близка к единице, получим, что наблюдаемый поток соответствует $\sim 2 \times 10^{43}$ аннигиляциям позитронов в 1 с. Соответствующая светимость равна $L_{e^+} \sim 1,6 \times 10^{37}$ эрг с⁻¹ (число аннигиляций в 1 с, умноженное на энергию покоя позитрона). Это накладывает серьезные энергетические ограничения на механизм производства позитронов. При начальном лоренц-факторе позитрона γ минимальные затраты энергии составят γL_{e^+} . Если же позитроны порождаются более энергичными (или массивными) частицами, то минимальная мощность, необходимая для создания нужного числа позитронов, может быть оценена как

$$\frac{E_0}{m_e c^2} L_{e^+},$$

где E_0 — начальная энергия частиц. Например, при рождении позитронов космическими лучами (через образование π^+ -мезонов) минимальные энергозатраты составляют $\approx 3 \times 273 \times L_{e^+} \approx 10^{40}$ эрг с⁻¹. Здесь мы учли, что одновременно с π^+ -мезонами, образуются еще и π^- и π^0 -мезоны. Распад π^0 -мезонов должен приводить к гамма-излучению на энергиях 50–100 МэВ со светимостью порядка 3×10^{39} эрг с⁻¹. Все эти оценки, конечно, получены в предположении стационарности аннигиляционного излучения.

Анализ данных, накопленных в первых сериях наблюдений, показывает, что вклад дисковой компоненты меньше, чем поток из центральной зоны галактики [6,7]. Отношение светимостей — модельно зависящая величина, существенно зависящая от предполагаемых свойств отдельных компонент, например толщины дисковой компоненты.

Центр линии совпадает с энергией покоя электронов (позитронов) с высокой точностью:

$$\frac{E}{m_e c^2} = 0,99991 \pm 0,00015.$$

Следовательно, средняя лучевая скорость среды относительно Земли не превышает ~ 44 км с⁻¹. Из наблюдаемой ширины аннигиляционной линии следуют также ограничения на характерную скорость хаотических движений среды. Собственная ширина линии в покоящейся среде зависит от температуры и степени ионизации среды (см. рис. 4) и может быть достаточно малой (~ 1 – $1,5$ кэВ). С учетом этого консервативный верхний предел на разброс лучевых скоростей составляет ~ 800 км с⁻¹.

Сочетание наблюдаемой ширины линии ($2,37 \pm 0,25$ кэВ) и доли позитрония ($F_{PS} = 0,96 \pm 0,04$) можно объяснить аннигиляцией в "теплой" фазе межзвездной среды с характерной температурой порядка 8000 К и степенью ионизации среды порядка 0,1. Аннигиляция в однофазной холодной ($T \leq 10^3$ К) или горячей ($T \geq 10^5$ К) средах не совместима с измерениями. Но

нельзя исключить также возможность комбинации из нескольких фаз, различающихся температурой и степенью ионизации. При этом предел на долю аннигиляций в очень горячей ($T \geq 10^6$ К) фазе составляет менее 8 %.

Приведенные выше значения характеристик аннигиляционного излучения свидетельствуют против моделей происхождения позитронов, связанных со сверхновыми второго типа и массивными звездами, так как подобные объекты встречаются почти исключительно только в диске, а не в балдже Галактики. По аналогичной причине (и по энергетическим соображениям) маловероятна и гипотеза о рождении позитронов в результате взаимодействия космических лучей с веществом. Данные обсерватории ИНТЕГРАЛ более совместимы с источниками позитронов, тяготеющими к балджу, в частности, сверхновыми типа Ia, маломассивными двойными или аннигиляцией темной материи. Каждый из этих механизмов имеет свои достоинства и недостатки. Одна из важнейших целей продолжающихся сейчас наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ — это получение более жестких ограничений на распределение поверхностной яркости и вариации формы спектра аннигиляционного излучения вдоль плоскости Галактики и поперек нее. Это позволит значительно сузить класс физических процессов, дающих доминирующий вклад в производство позитронов в Галактике.

Список литературы

1. Johnson W N (III), Harnden F R (Jr), Haymes R C *Astrophys. J.* **172** L1 (1972)
2. Leventhal M, MacCallum C J, Stang P D *Astrophys. J.* **225** L11 (1978)
3. Vedrenne G et al. *Astron. Astrophys.* **411** L63 (2003)
4. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 1377 (2005)
5. Churazov E et al. *Astrophys. J.* **471** 673 (1996)
6. Teegarden B J et al. *Astrophys. J.* **621** 296 (2005)
7. Knödseder J et al. *Astron. Astrophys.* **441** 513 (2005)
8. Bussard R W, Ramaty R, Drachman R J *Astrophys. J.* **228** 928 (1979)
9. Kernoghan A A et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 2089 (1996)
10. Gould R J *Astrophys. J.* **344** 232 (1989)
11. Bhatia A K, Drachman R J, Temkin A *Phys. Rev. A* **16** 1719 (1977)
12. Swartz W E, Nisbet J S, Green A E S *J. Geophys. Res.* **76** 8425 (1971)
13. Iwata K, Greaves R G, Surko C M *Phys. Rev. A* **55** 3586 (1997)
14. McKee C F, Ostriker J P *Astrophys. J.* **218** 148 (1977)
15. Каплан С А, Пикельнер С Б *Физика межзвездной среды* (М.: Наука, 1979)
16. Crannell C J et al. *Astrophys. J.* **210** 582 (1976)
17. Jean P et al. *Astron. Astrophys.* **445** 579 (2006)

PACS numbers: **97.80.** – d, **98.70.** – f, 98.70.Qy

Ультраяркие рентгеновские источники в галактиках — микроквазары или черные дыры промежуточных масс

С.Н. Фабрика, П.К. Аболмасов, С.В. Карпов, О.Н. Шолухова, К.К. Гош

1. Новый класс рентгеновских источников

Ультраяркие рентгеновские источники (ultra-luminose X-ray sources, ULXs) во внешних галактиках выделены в астрофизике как новый класс объектов в 2000 г. Очень яркие рентгеновские источники обнаруживались в галак-

тиках ранее [1]. Однако только после наблюдений рентгеновской обсерватории CHANDRA с пространственным разрешением $\approx 1''$ стало ясно, что мы имеем дело с новым классом объектов. Эти объекты — не активные ядра галактик и не проецирующиеся на галактику далекие квазары. В нашем докладе мы кратко описываем удивительные свойства этих объектов, основные предложенные модели ULXs, а также идеи, которые могли бы помочь понять природу ULXs, используя методы наблюдений. Это, в частности, исследования газовых туманностей, окружающих эти объекты, которые проводятся на 6-метровом телескопе Специальной астрофизической обсерватории (CAO) РАН, а также предсказания специфических рентгеновских спектров ULXs.

Основное свойство ULXs — это огромные рентгеновские светимости, $10^{39} - 10^{42}$ эрг с^{-1} в диапазоне 0,5–100 кэВ. В нашей Галактике наблюдаемые максимальные светимости аккрецирующих черных дыр в двойных системах достигают $\sim 10^{38}$ эрг с^{-1} , если иметь в виду "постоянное" энерговыделение, а не пик вспышки. При этом измеренные массы черных дыр находятся в диапазоне 4–15 масс Солнца. Светимость всей галактики типа нашей или M 31 составляет $(0,5 - 1) \times 10^{40}$ эрг с^{-1} (диапазон 2–20 кэВ). Критическая светимость аккрецирующей черной дыры, или эддингтоновская светимость, при которой сила давления излучения уравнивается с силой притяжения газа черной дырой, составляет $\approx 10^{38}$ эрг с^{-1} в расчете на одну массу Солнца или $\approx 10^{39}$ эрг с^{-1} для "стандартной" черной дыры. Отсюда следует, что если излучение ULXs изотропно, то массы таких черных дыр достигают 10000 масс Солнца.

Рентгеновское излучение ULXs сильно переменнo — шкала переменности от нескольких десятков секунд до нескольких лет. Явных периодичностей не обнаружено, однако зарегистрированы квазипериодические осцилляции [2] на временах ~ 20 с. Ультрарякие рентгеновские источники — далекие объекты, регистрируемые в галактиках от 3 и более Мпк, поэтому исследования быстрой переменности блеска ULXs ограничены пока чувствительностью рентгеновских обсерваторий. Рентгеновские спектры ULXs не содержат ярких спектральных особенностей, континуальные спектры в среднем неплохо описываются степенным законом $f_E \propto E^{-\alpha}$, где $\alpha = 0,5 - 2$ или так называемым спектром "многоцветного диска" (MCD), который представляет собой спектр интегрального излучения стандартного аккреционного диска Шакуры–Сюняева [3] с температурой внутреннего края диска $T_{\text{in}} \sim 1 - 3$ кэВ. В этом приближении спектры ULXs вполне подобны спектрам "классических" черных дыр звездных масс, однако разнообразие спектров ULXs велико.

Принципиальным свойством ULXs является то, что они обнаруживаются в областях звездообразования — в ядерных областях или в спиральных ветвях галактик соответственно в спиральных или взаимодействующих галактиках. Исследование рентгеновских функций светимости галактик [4] только начинаются, однако уже известно, что количество рентгеновских источников в галактиках пропорционально темпу звездообразования. Частота встречаемости ULXs (яркий конец функций светимости) также определяется темпом звездообразования. Весьма грубая оценка частоты встречаемости ULXs [5]: один объект на ~ 20 спиральных галактик.

Очевидно, что ULXs связаны с молодым звездным населением, т. е. с массивными звездами. Возможно, по этой причине ULXs часто (или всегда) окружены газовыми туманностями. Туманности вокруг этих объектов имеют размер от 10 до нескольких сотен парсек. Иногда ULXs оказываются в области молодых звездных скоплений. Скопления подсвечивают туманности размером до 300–400 пк, т. е. в данном случае крупные туманности генетически связаны со скоплениями, в которых появился объект ULX. В квадратах ошибок этих рентгеновских источников обнаруживаются молодые (т. е. массивные, яркие и горячие) звезды не ярче 20–22-й звездной величины, и спектроскопия этих звезд затруднена.

Сейчас рассматриваются две модели ULXs. Согласно первой модели URLs представляют собой сверхкритические аккреционные диски (SCAD) в двойных системах с черными дырами звездных масс $\sim 10 M_{\odot}$, наблюдаемые близко к оси диска [5, 6]. Черные дыры в двойных системах, формирующие релятивистские струи, называют микроквазарами [7]. В таком случае реальная светимость ULXs может быть значительно меньше, мы наблюдаем рентгеновское излучение, которое геометрически коллимируется в канале SCAD, а также усиливается за счет релятивистских эффектов. Во второй модели предполагается, что URLs представляют собой черные дыры "промежуточных" масс, массы которых находятся между значениями масс звезд и сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик ($100 - 10000 M_{\odot}$), со стандартными аккреционными дисками [8, 9]. Предполагая массу черной дыры большой, мы расширяем диапазон разрешенных светимостей. IMBH называют пропущенным астрофизикой классом объектов. В наиболее успешных сценариях Вселенной на красных смещениях $z = 20 - 25$ формируются сверхмассивные звезды с массами более 100 солнечных ("население III"). Эти звезды должны оставлять после себя черные дыры, которые после формирования галактик будут захватываться в гало галактик. Такие черные дыры могут аккрецировать межзвездный газ или захватывать звезды на тесные орбиты и, вероятно, могут проявлять себя как ULXs [10]. Реальные оценки показывают, что для энерговыделения, наблюдаемого в ULXs, темп аккреции газа на черную дыру должен составлять $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ в год. Для аккреции межзвездного газа условия, в которых находится IMBH, должны быть весьма специфическими. Если IMBH захватила звезду-донор, то это должна быть массивная звезда. Любое из этих условий резко уменьшает частоту встречаемости IMBH в качестве ULXs.

Здесь мы приведем аргументы в пользу первой модели ULXs. Тем более, что такие источники в галактиках фактически были предсказаны [5] на основе исследования галактического объекта SS 433. Это уникальный объект, единственный известный в Галактике, — массивная тесная двойная система с черной дырой $\sim 10 M_{\odot}$, находящейся в постоянном существенно сверхкритическом режиме аккреции газа ([7, 11, 12]). Стадия истечения в "тепловой шкале времени", в которой находится звезда-донор в SS 433 очень коротка, $10^4 - 10^5$ лет, это вполне объясняет редкость таких объектов. Ориентация системы SS 433 такова, что наблюдатель не может "заглянуть" в канал сверхкритического диска. В работе [5] обсуждались наблюдательные проявления объектов типа SS 433 (точнее, самого SS 433) ориентированных

так, что луч зрения был близок к оси диска и релятивистских струй, и был сделан вывод, что такие объекты могут составить новый класс внегалактических рентгеновских источников. Мы продолжаем развивать идею о том, что ULXs являются сверхкритическими аккреционными дисками типа SS 433, наблюдаемыми при определенной ориентации. Далее мы опишем два критических эксперимента. 1. Наблюдения туманностей вокруг ULXs и сравнение их с туманностью вокруг SS 433. В отличие от звезд протяженные туманности оказываются довольно яркими объектами на мегапарсековых расстояниях; анализ эмиссионных линий туманностей позволяет довольно надежно диагностировать источник ионизации газа. 2. Исследование возможных свойств канала в сверхкритическом диске позволит предсказать рентгеновский спектр ULXs.

2. Туманности, окружающие ULXs и SS 433

Объект SS 433 окружен вытянутой радиотуманностью W 50, которая образована воздействием струй SS 433 на межзвездную среду [13]. Излучение туманности синхротронное, релятивистские электроны возникают при торможении струй. В местах торможения струй ($\sim \pm 50$ пк от центра) наблюдаются яркие оптические волокна, излучающие в линиях водорода и запрещенных линиях серы, азота, кислорода. Структура волокон расширяется со скоростью около 50 км с^{-1} . Изученные нами туманности

вокруг ULXs имеют примерно такие же размеры, такие же светимости в линиях и примерно такую же полную энергетику, $10^{51} - 10^{52}$ эрг [14].

На рисунке 1 мы приводим карты туманности MF 16, окружающей ULX в галактике NGC 6946, полученные в наблюдениях на 6-метровом телескопе БТА САО РАН. Использовался мультиспектральный панорамный спектрограф (MPFS [15]), один пиксел на картах соответствует $1''$ дуги. В линиях [OIII] обнаружен градиент скорости вдоль туманности в направлении восток–запад. В последующих более детальных наблюдениях [16] со спектрографом SCORPIO [17] было обнаружено, что изменение скорости вдоль туманности (ее размер около 20 пк) достигает 100 км с^{-1} .

На рисунке 2 показаны результаты наблюдений с помощью того же прибора туманности, окружающей ULX-1 в галактике IC 342. Мы также обнаружили градиент скорости (общее расширение туманности) $\pm 20 \text{ км с}^{-1}$. Эта туманность довольно слабая, так как свет от самой галактики IC 342 сильно поглощен пылью Млечного Пути.

На рисунке 3 приводятся результаты наблюдения на том же приборе туманности, окружающей ULX в галактике Холмберг II. В этой туманности наблюдается яркая линия He II, в которой мы также обнаружили градиент скорости $\pm 50 \text{ км с}^{-1}$ на масштабе ± 50 пк [18]. Скорость вдоль туманности более детально измерена в наблюдениях с щелевым спектрографом БТА.

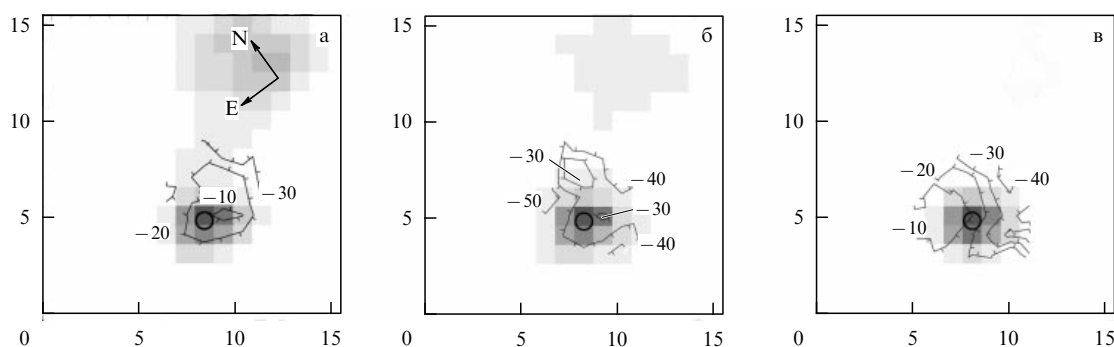


Рис. 1. Результаты панорамной спектроскопии туманности MF 16, окружающей ULX в галактике NGC 6946. Приведены карты размером $15 \times 15''$ в линиях $H\alpha$ (а), [SII] $\lambda 6717, 6734$ (б) и [OIII] $\lambda 4959, 5007$ (в). Кругом отмечено положение рентгеновского источника по данным обсерватории CHANDRA. Показаны линии равных лучевых скоростей (единица измерения $[\text{км с}^{-1}]$). Штрихи на линиях указывают направление увеличения абсолютной величины лучевой скорости.

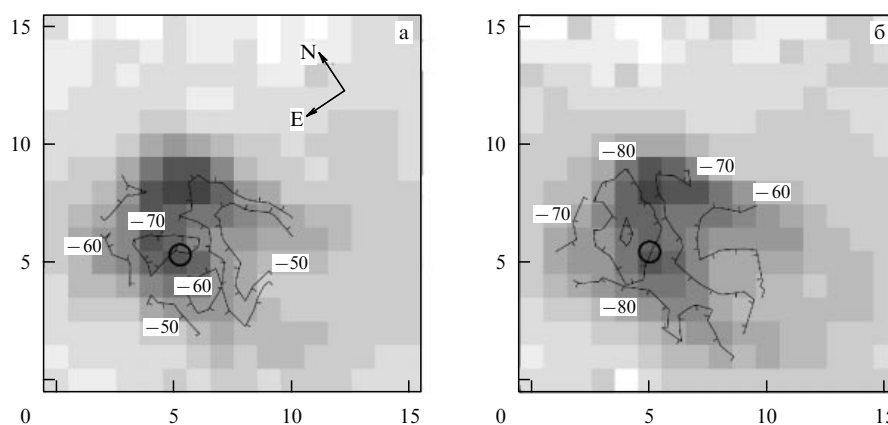


Рис. 2. Результаты панорамной спектроскопии туманности, окружающей ULX-1 в галактике IC 342. Приведены карты в линиях $H\alpha$ (а) и [SII] $\lambda 6717, 6734$ (б). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

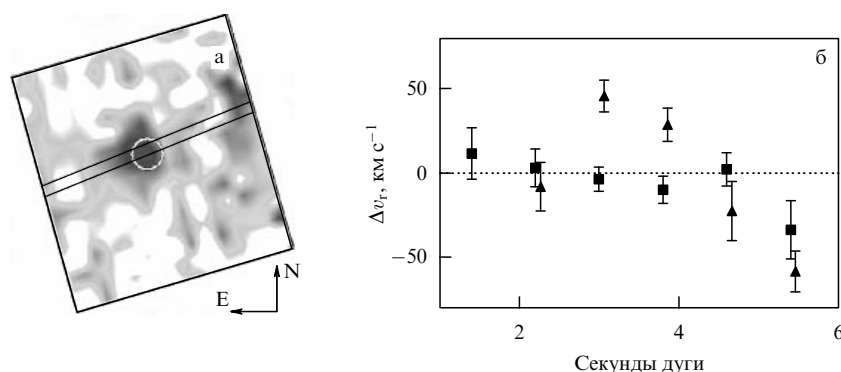


Рис. 3. Результаты панорамной спектроскопии туманности, окружающей ULX в галактике Холмберг II. (а) Карта в линии HeII λ 4686, двумя прямыми показано положение щелей спектрографа при целевой спектроскопии. (б) Разность лучевых скоростей в этой линии и в линии [OIII], измеренная вдоль туманности [18]: квадратики соответствуют верхней щели, треугольники — нижней.

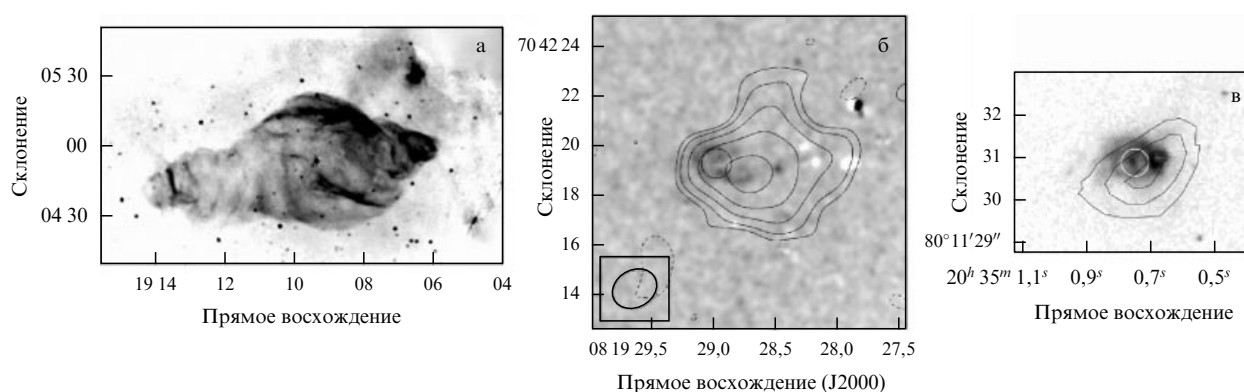


Рис. 4. Три туманности в одинаковом линейном масштабе. (а) Изображение туманности W50 [13] с SS 433 в центре, полученное на радиотелескопе VLA; (б) изображение туманности вокруг ULX в галактике Холмберг II, полученное на космическом телескопе HST в линии HeII с радиоизотопами с телескопа VLA [24]; (в) туманность MF 16 в линиях H α + [SII], окружающая ULX в галактике NGC 6946, по данным HST с радиоизотопами с телескопа VLA [26]. Кружки показывают область рентгеновских источников по данным CHANDRA.

Во всех трех наблюдавшихся нами туманностях отношения интенсивностей диагностических линий свидетельствуют об ударной ионизации газа (ударные волны). Получены еще два вывода, которые имеют прямое отношение к физике центрального источника.

1. Градиенты скоростей газа $50\text{--}100\text{ км с}^{-1}$ на масштабах $20\text{--}100\text{ пк}$ свидетельствуют о том, что туманности динамически возмущены. IMBH не может возмущать газ на таких масштабах, радиус захвата Бонди не более $0,1\text{ пк}$. Эти туманности не могут быть остатками сверхновых, они слишком велики и энергичны (не соответствуют стандартным зависимостям для остатков). Весьма вероятно, что эти туманности подпитываются центральным объектом через выброс газовых струй, как в случае SS 433.

2. Для объяснения светимости в линиях высокого возбуждения и линейчатого спектра необходим дополнительный источник жесткого УФ-излучения. Светимость этого источника такая же огромная ($\sim 10^{40}\text{ эрг с}^{-1}$), как и рентгеновская светимость.

Мы приводим на рис. 4 изображения трех туманностей в одинаковом линейном масштабе. При высоком пространственном разрешении космического телескопа видно, что туманности в галактиках Холмберг II и NGC 6946 на изображениях в спектральных линиях содержат кольцеобразные структуры. В обоих случаях радиоисточники смещены в сторону наиболее яркой

кольцеобразной структуры, причем радиоисточники пространственно неразрешенные. По нашим данным [14, 18] в обоих случаях именно эта часть туманности, совпадающая с радиоисточником, движется в сторону наблюдателя. При некотором воображении можно заключить, что эти две туманности вокруг ULXs подобны туманности W 50 вокруг SS 433, однако при ориентации главной оси, близкой ($i = 10^\circ\text{--}30^\circ$) к лучу зрения. Нам необходимо продолжать наблюдения, чтобы получить более надежную выборку туманностей вокруг ULXs.

3. Структура канала в SS 433, рентгеновские светимости и спектры ULXs

Опишем кратко основные параметры SS 433 [7] и возможную структуру канала сверхкритического диска в этой системе. Основное отличие SS 433 от других известных рентгеновских двойных — это постоянный и существенно сверхкритический темп аккреции газа на черную дыру ($\sim 10M_\odot$). Это приводит к появлению сверхкритического аккреционного диска и релятивистских струй. В отличие от струй других микроквазаров, выбрасывающих релятивистские струи только во вспышках, струи SS 433 — перманентные и "тяжелые", состоящие из обычного газа. Скорость струй практически неизменна — $0,26$ скорости света.

Систему SS433 мы наблюдаем примерно в плоско-сти аккреционного диска, т.е. мы не можем видеть дно или внутренние стенки канала. Наблюдается очень яркий УФ-источник $L \sim 10^{40}$ эрг с^{-1} с температурой $T = (5-7) \times 10^4$ К [19, 20], который находится примерно в месте появления релятивистских струй из-под фотосферы ветра аккреционного диска. Темп расхода массы в этом ветре $\dot{M}_w \sim 10^{-5} M_\odot$ в год. Оптические струи SS433 ($\sim 10^{15}$ см) состоят из плотных небольших газовых облаков. Как оптические, так и рентгеновские струи очень хорошо коллимированы ($\sim 1^\circ$). Наблюдаемое рентгеновское излучение формируется в охлаждающихся рентгеновских струях ($\sim 10^{12}$ см), рентгеновская светимость в $\sim 10^4$ раз меньше, чем УФ-светимость объекта. Однако "кинетическая светимость" струй очень велика, $L_k \sim 10^{39}$ эрг с^{-1} .

Струи SS433 формируются в канале сверхкритического диска. Вероятнее всего, во внутренних частях — это канал в толстом аккреционном диске, а во внешних частях канал продолжается уже в плотном ветре диска. На рисунке 5 показана схема канала. Черным квадратом показана область в несколько сотен радиусов Шварцшильда, которая сейчас доступна для численного моделирования. Двумерные гидродинамические расчеты сверхкритических дисков с учетом излучения [21, 22] показывают, что формируется широкий канал с полным раствором $\theta_f \approx 40^\circ - 50^\circ$, который начинается непосредственно от центра. Стенки канала динамические. Вне канала во внутренних частях диска важную роль играет конвекция.

Если мы примем светимость в канале по порядку величины, равной полной светимости SS433 [5, 23], и раствор канала, получаемый при численном моделировании, то мы найдем "наблюдаемую" рентгеновскую светимость канала SS433 $L_X \sim 10^{41}$ эрг с^{-1} и ожидае-

мую частоту встречаемости таких объектов $\sim 0,1$ на галактику типа нашей.

С другой стороны, критическая светимость черной дыры с массой $10 M_\odot$ составляет $L_{\text{edd}} \sim 10^{39}$ эрг с^{-1} . При очень высоком сверхкритическом темпе аккреции в SS433, $\dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}} \sim 10^3$, светимость возрастает за счет геометрии внутренних частей диска [3] в $(1 + \ln(\dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}})) \sim 10$ раз. Второй фактор (релятивистское повышение яркости) увеличивает наблюдаемую светимость не очень сильно, так как скорость струй в SS433 $\beta = V_j/c = 0,26$, он составляет $1/(1 - \beta)^{2+\alpha} \sim 2,5$, где α — спектральный индекс рентгеновского излучения. Третий фактор (коллимация излучения каналом) тоже геометрический, для раствора канала $\theta_f \approx 40^\circ - 50^\circ$ он составляет $\Omega_f/2\pi \sim 10$. Мы видим, что можно ожидать наблюдаемую (кажущуюся) светимость сверхкритического диска $L_X \sim 2 \times 10^{41}$ эрг с^{-1} , что хорошо согласуется со светимостями ULXs.

В работе [23] мы развили упрощенную модель канала (MCF, "многоцветный канал"), чтобы оценить выходящий рентгеновский спектр. Чтобы найти температуру на стенках канала рассматривались два предельных случая температуры газа в непрозрачном ветре за стенками: преобладание газового давления ($T(r) \propto r^{-1}$) и преобладание давления излучения ($T(r) \propto r^{-1/2}$). Из наблюдений известны температура внешней фотосферы канала и глубина дна канала (уровень фотосферы на дне рассчитывается из известного расхода массы в струях). Температура самых глубоких стенок канала, которые еще можно наблюдать, оценена в интервале $1 \times 10^6 - 1,7 \times 10^7$ К.

На рисунке 6 мы приводим энергетические спектры модели MCF, рассчитанные с разными отношениями давления излучения к давлению газа $\xi = aT_0^3/3k_B n_0$ в наиболее глубоких частях стенок канала. Температура этих частей принята $T_0 = 1$ кэВ. Здесь же приведен спектр модели многотемпературного диска MCD ($T_{\text{inn}} = 1$ кэВ), которая наиболее успешно объясняет рентгеновские спектры ULXs в жесткой области. Наша модель MCF также вполне может объяснять спектры ULXs.

Скорость струй SS433 (0,26 c) и ее удивительная стабильность позволяют предположить, что при ускорении струй в канале важную роль играет эффект запирания линий [25]. На внутренних стенках канала может излучаться абсорбционный спектр с Lc- и Kc-скачками водорода- и гелиоподобных ионов. Модель MCF предсказывает очень сложный абсорбционный спектр, состоящий из бленд K α /Kc и L α /Lc наиболее обильных тяжелых элементов.

На рисунке 6 также приведены расчетные профили линии OVIII, переходы L α и Lc. На этом же рисунке приведен наблюдаемый спектр ULX в галактике NGC 4736, полученный в рентгеновской обсерватории XMM-Newton; разными линиями показаны два одно-временных спектра с двух спектрометров. Приведены невязки, полученные после деления наблюдаемого спектра на модельный степенной спектр, содержащий абсорбционную особенность с энергией 1,03 кэВ. Спектральное разрешение современных рентгеновских обсерваторий (и малые потоки от ULXs) не позволяют детально исследовать абсорбционные спектры.

Модель канала сверхкритического аккреционного диска предсказывает очень сложный рентгеновский спектр поглощения в ULX, состоящий из бленд пере-

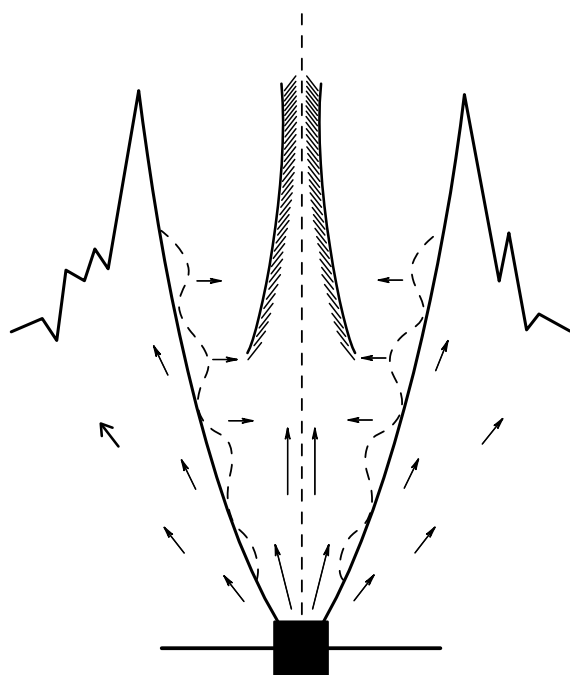


Рис. 5. Схема канала в сверхкритическом аккреционном диске SS433. Жирной кривой обрисована фотосфера канала. Показан медленный ветер диска (~ 1000 км с^{-1}) и быстрый ветер канала, который на выходе коллимируется в струю.

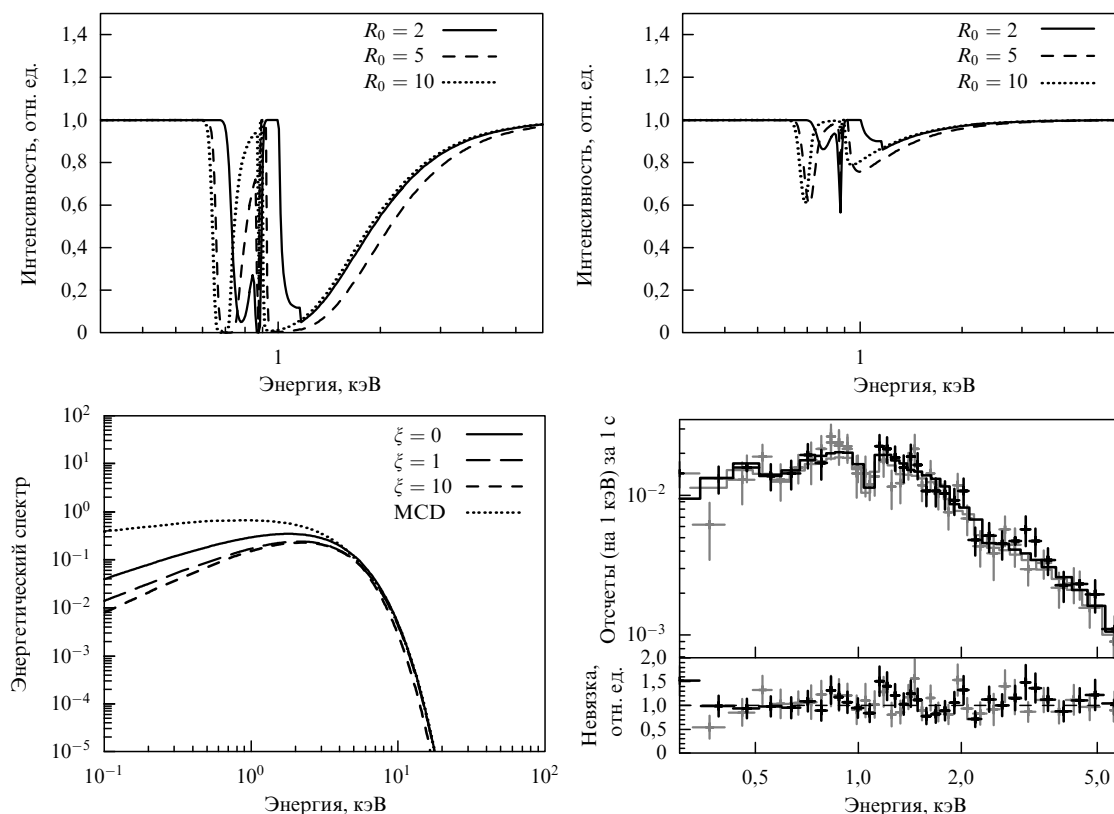


Рис. 6. Ожидаемые рентгеновские спектры канала в SS 433. Континуальный спектр (в нижней левой части рисунка), рассчитанный для разных отношений давления излучения к давлению газа ζ в наиболее глубоких частях канала. Профили бленды OVIII переходов $L\alpha$ и $L\epsilon$ при разных эффективностях ускорения газа струй для оптически толстого (вверху слева) и оптически тонкого (вверху справа) случаев. Ускорение газа начинается при $R_0 = 1$ (фотосфера дна канала) и заканчивается при $R_0 = 2, 5, 10$. В нижней правой части рисунка приведен наблюдаемый спектр ULX в галактике NGC 4736, полученный в рентгеновской обсерватории XMM-Newton.

ходов $L\alpha/L\epsilon$, $K\alpha/K\epsilon$ наиболее обильных элементов. Изменение физических параметров газа в канале — скорости, плотности, температуры, фактора заполнения (коллимации струи) — могут сильно усложнять спектр. Требуются наблюдения рентгеновских спектров с высоким отношением сигнал/шум для исследования такого спектра поглощения. Тем не менее предсказанная сложность спектра, а также зависимость профилей линий от структуры канала и от механизма ускорения и коллимации газа в канале потенциально несут в себе замечательные возможности для прямого наблюдательного исследования каналов сверхкритических аккреционных дисков и механизмов формирования релятивистских струй.

Итак, наблюдения туманностей, окружающих ULXs, прямо указывают, что ULXs — это не черные дыры промежуточных масс, а микроквазары по типу SS 433. Наблюдения рентгеновских спектров ULXs в рентгеновских обсерваториях нового поколения, которые начнут работать через несколько лет, возможно, откроют сложные спектры ULXs, формирующиеся в каналах сверхкритических аккреционных дисков.

Список литературы

1. Fabbiano G, in *The Hot Universe: Proc. of the 188th Symp. of the Intern. Astronomical Union, Kyoto, Japan, August 26–30, 1997* (Eds K Koyama, S Kitamoto, M Itoh) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 93
2. Strohmayer T E, Mushotzky R F *Astrophys. J.* **586** L61 (2003)
3. Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
4. Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002)
5. Fabrika S, Meshcheryakov A, in *Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions: IAU Symp. 205: Proc. of the 24th General Assembly of the IAU, Manchester, United Kingdom, 15–18 August, 2000* (Eds R T Schilizzi et al.) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 268
6. King A R et al. *Astrophys. J. Lett.* **552** L109 (2001)
7. Fabrika S *Astrophys. Space Phys. Rev.* **102** 23 (2002)
8. Colbert E J M, Mushotzky R F *Astrophys. J.* **519** 89 (1999)
9. Miller J M, Fabian A C, Miller M C *Astrophys. J. Lett.* **614** L117 (2004)
10. Madau P, Rees M J *Astrophys. J.* **551** L27 (2001)
11. Margon B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 507 (1984)
12. Cherepashchuk A *Space Sci. Rev.* **102** 23 (2002)
13. Dubner G M et al. *Astron. J.* **116** 1842 (1998)
14. Fabrika S, Abolmasov P, Sholukhova O (in preparation) (2006)
15. Afanasiev V L, Dodonov S N, Moiseev A V, in *Stellar Dynamics: from Classic to Modern: Proc. of the Intern. Conf., Saint Petersburg, August 21–27, 2000* (Eds L P Ossipkov, I I Nikiforov) (Saint Petersburg: Saint Petersburg Univ., Sobolev Astron. Institute, 2001) p.103
16. Abolmasov P, Fabrika S, Sholukhova O (in preparation) (2006)
17. Афанасьев В Л, Моисеев А В *Письма в Астрон. журн.* **31** 214 (2005)
18. Lehmann I et al. *Astron. Astrophys.* **431** 847 (2005)
19. Черепашук А М, Асланов А А, Корнилов В Г *Астрон. журн.* **59** 1157 (1982)
20. Dolan J F et al. *Astron. Astrophys.* **327** 648 (1997)
21. Eggum G E, Coroniti F V, Katz J I *Astrophys. J. Lett.* **298** L41 (1985)
22. Okuda T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 295 (2005)
23. Fabrika S, Karpov S (in preparation) (2006)
24. Miller N A, Mushotzky R F, Neff S G *Astrophys. J. Lett.* **623** L109 (2005)
25. Shapiro P R, Milgrom M, Rees M J *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **60** 393 (1986)
26. van Dyk S D et al. *Astrophys. J. Lett.* **425** L77 (1994)