МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М. В. ЛОМОНОСОВА ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П. К. ШТЕРНБЕРГА

На правах рукописи

Tomy ,

Грицык Павел Александрович

Аналитические модели ускорения и взаимодействия с атмосферой Солнца электронов во время вспышки

Специальность 01.03.03 —

«Физика Солнца»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Сомов Борис Всеволодович

Москва — 2019

Оглавление

Введение

1	Постановка задачи об энергичных электронах и ее классические						
	реш	решения 24					
	1.1	Общая	я постановка задачи	24			
	1.2	Некот	орые упрощающие предположения	32			
	1.3	З Классические модели тонкой и толстой мишени					
	1.4 Кинетическое уравнение для электронов высоких энергий			36			
	1.5	Тепло	вые убегающие электроны в солнечных вспышках	37			
2	Сов	Современные модели распространения и дополнительного уско-					
рения электронов во вспышках							
	2.1 Самосогласованная аналитическая модель толстой мишени						
обратным током			ным током	39			
		2.1.1	Электрическое поле обратного тока	39			
		2.1.2	Функция распределения энергичных электронов	41			
	2.2	2.2 Ускорение электронов в коллапсирующих магнитных ловушка					
		2.2.1	Ускорение Ферми первого порядка и бетатронный нагрев	44			
		2.2.2	Функция распределения электронов в коллапсирую-				
			щей ловушке	49			
	2.3	2.3 Специфические особенности объединенной модели					
	2.4 Аналитическая модель распространения тепловых убегающих электронов						
				56			
		2.4.1	Решение в малой окрестности оси потока убегающих				
			электронов	56			
		2.4.2	Решение вне оси потока убегающих электронов	58			
		2.4.3	Зависимость направленности потока электронов от				
			энергии	59			

3	Жесткое рентгеновское и микроволновое излучение солнечных					
	вспышек					
	3.1	Сечен	ие тормозного излучения и его спектр	63		
	3.2	Поляр	ризация жесткого рентгеновского излучения	66		
	3.3	З Спектр микроволнового излучения				
4	Данные наблюдений и результаты моделирования					
	4.1	Солне	ечная вспышка 6 декабря 2006 года	76		
		4.1.1	Наблюдения вспышки	76		
		4.1.2	Спектр жесткого рентгеновского излучения	78		
		4.1.3	Спектры ускоренных электронов и мощность нагрева			
			плазмы	80		
	4.2	Солне	ечная вспышка 19 июля 2012 года	85		
		4.2.1	Наблюдения вспышки	85		
		4.2.2	Спектр жесткого рентгеновского излучения	90		
		4.2.3	Спектр микроволнового излучения	97		
		4.2.4	Спектр ускоренных электронов и мощность нагрева			
			плазмы	99		
	4.3	Обсуж	кдение результатов моделирования	100		
		4.3.1	Эффект обратного тока	101		
		4.3.2	Наклон спектра жесткого рентгеновского излучения .	105		
		4.3.3	Корональные магнитные ловушки	108		
3a	Заключение					
Пр	Приложение Благодарности					
Бл						
Пу	Публикации автора по теме диссертации					
Сп	Список литературы					

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Среди многочисленных проявлений активности Солнца самое мощное из них – солнечные вспышки [1–5]. Большие вспышки характеризуются выделением огромной энергии, ~ 10³² эрг, за короткое время, ~ 10³ с, что соотвествует средней мощности энерговыделения ~ 10²⁹ эрг/с. Во время импульсной фазы вспышки мощность в несколько раз превышает среднюю, а поток жесткого электромагнитного излучения от всего Солнца увеличивается в тысячи раз. В невидимых ультрафиолетовых, рентгеновских и гаммалучах наше Солнце вспыхивает "ярче тысячи солнц". Уже через восемь минут эти лучи достигают орбиты Земли. Потоки заряженным частиц, ускоренных до высоких энергий, и огромные выбросы плазмы (так называемые "корональные выбросы массы" [6]) внезапно обрушиваются в межпланетное пространство. В космосе и даже на Земле солнечные вспышки представляют известную опасность [7–10].

Наличие нескольких каналов выделения энергии (быстрые магнитогидродинамические (МГД) течения плазмы, мощные потоки тепла, ускоренные частицы и излучение) определяет множество физических процессов, вызываемых вспышкой в атмосфере Солнца [11–14]. Именно эти сложные и разветвленные процессы образуют наблюдаемую картину вспышки. Между тем, первичный источник энергии вспышки мало доступен для наблюдений, поскольку его мера эмиссии очень мала. Этот факт все ещё сохраняет интригующее начало в современой физике солнечных вспышек, особенно с точки зрения планирования внеатмосферных наблюдений Солнца.

Согласно исторически первым, но в значительной мере правильным и основополагающим теоретическим представлениям о механизме солнечных вспышек [15–21], источником энергии вспышки являются сильные магнит-

ные поля в атмосфере Солнца. В упомянутых классических работах была показана ключевая роль своеобразного перераспредения потоков магнитного поля, меняющего их топологическую связность – магнитного пересоединения. В результате эффекта магнитного пересоединения энергия взаимодействующих магнитных потоков преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц и быстрых направленных МГД течений плазмы – джетов.

Существование магнитного пересоединения, как фундаментального механизма первичного энерговыделения в солнечных вспышках, в настоящее время подтверждается данными современных спутниковых наблюдений [22], а общая картина вспышки и ее сценарий считаются известными [23–29]. Перед началом наиболее мощной, так называемой импульсной фазы, которая длится от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, в короне формируются условия, необходимые для быстрого магнитного пересоединения. В процессе такого пересоединения происходит ускорение электронов, протонов и других ионов электрическим полем внутри пересоединяющего высокотемпературного токового слоя до энергий, намного превышающих тепловые энергии частиц в короне и хромосфере [30–33].

Типичный сценарий вспышки схематически, но с учетом последовательности физических процессов и их взаимного расположения, показан на рис. 1. Из солнечной короны плазма с "вмороженным" [16], сильным магнитным полем втекает в пересоединяющий токовый слой (Reconnecting Current Layer, *RCL*) с относительно небольшой скоростью $v_0 \sim 10$ км/с. Внутри токового слоя условия "вмороженности" нарушаются, и пересоединенные линии магнитного поля вместе со "сверхгорячей" (электронная температура $T_e \gtrsim 30$ MK) [25], почти бесстолкновительной плазмой движутся из сверхгорячего токового слоя в противоположные стороны (преимущественно вверх и вниз) со скоростями $v_1 \sim 10^3$ км/с. Тормозное излучение



Рисунок 1. Наиболее существенный фрагмент классической картины солнечной вспышки. Ускоренные в пересоединяющем токовом слое RCL электроны убегают из сверхгорячей плазмы с температурой T_1 через турбулентный фронт TF в менее горячую (более холодную) плазму мишени с температурой T_2 .

электронов сверхгорячей плазмы и ускоренных электронов образует движущийся в короне источник жесткого рентгеновского излучения [34, 35]. Постепенно охлаждаясь, сверхгорячая плазма становится видимой в менее жестком рентгеновском излучении. На рис. 1 показан лишь наиболее яркий фрагмент протяженной области всей вспышки, а именно пересоединенные линии магнитного поля **B**, движущиеся из токового слоя со скоростью v_1 вниз, в направлении к хромосфере *Ch* и фотосфере *Ph*; *N* и *S* – пара источников фотосферного магнитного поля, например, солнечных пятен.

В космических условиях электроны и протоны часто ускоряются до вы-

соких энергий, иногда до очень высоких: электроны от 50 МэВ до 400 ГэВ, протоны 80 МэВ до 700 ГэВ; см., например, международный эксперимент "ПАМЕЛА" на российском спутнике РЕСУРС ДК-1 [36, 37]. Энергичные электроны в солнечных вспышках порождают огромные всплески излучения в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне [38, 39]. В жестких рентгеновских и гамма-лучах наше Солнце вспыхивает "ярче тысячи солнц" [40].

Как известно, электроны обладают много меньшей массой по сравнению с протонами. В процессе ускорения они легко приобретают большие скорости – почти релятивистские и релятивистские. Существенно, что эти электроны, как правило, имеют скорости много больше тепловой в плазме и обладают значительной энергией. Будем называть такие электроны энергичными вне зависимости от их происхождения - теплового или нетеплового. Энергичные электроны убегают из области ускорения, пересоединяющего токового слоя, и быстро распространяются вдоль пересоединенных линий магнитного поля в короне и хромосфере Солнца. При этом плотность "фоновой" плазмы, т.е. плазмы на пути распространения энергичных электронов, изменяется в широких пределах: от $\sim 10^9~{
m cm^{-3}}$ в короне до $\gtrsim 10^{11}~{
m cm^{-3}}$ в хромосфере [41, 42]. Из-за низкой плотности плазмы в короне длина свободного пробега энергичных электронов велика, и такие частицы почти без кулоновских потерь энергии (энергетический спектр электронов можно считать неизменным) преодолевают этот участок пути вдоль пересоединенных линий магнитного поля. Даже сравнительно редкие столкновения приводят к генерации тормозного жесткого рентгеновского излучения в короне, которое хорошо описывается в рамках классической модели тонкой мишени (см. обзор [11]).

Проникая в хромосферу, где плотность плазмы существенно выше ($\gtrsim 10^{11}$ см⁻³), электроны быстро теряют кинетическую энергию за счет кулоновских столкновений. Здесь, как и в короне, они генерируют жест-

кое рентгеновское излучение, причем довольно часто наиболее интенсивное [11, 38]. Источники этого излучения находятся в основаниях трубок пересоединенных линий магнитного поля, так называемых "вспышечных петель", и в совокупности основания трубок образуют "вспышечные ленты". Последние доступны самому всестороннему изучению с помощью наземных и космических наблюдений [29]. Это позволяет исследовать физические процессы во вспышках, расположенных на солнечном диске вдали от его края; см., например, вспышку 6 декабря 2006 г., моделированию которой посвящен раздел 4.1.

Для описания эволюции функции распределения энергичных частиц при их распространении в хромосфере широко используется упрощенная модель толстой мишени [43], которая приближенно учитывает эффект столкновительного рассеяния электронов пучка. Следствием данного упрощения является ограничение области применения модели небольшими глубинами проникания электронов в мишень. Для интерпретации наблюдений более подходящей является классическая модель Сыроватского и Шмелевой [44], основанная на аналитическом решении соответствующего кинетического уравнения с интегралом столкновений Ландау и, таким образом, аккуратно учитывающая столкновения.

Не менее полезным инструментом для изучения механизмов ускорения и распространении электронов в атмосфере Солнца является генерируемое ими радиоизлучение, в первую очередь микроволновое [45–48]. Его природа – магнитотормозное излучение [49, 50], которое формируется при вращении энергичных электронов вокруг линий магнитного поля вспышечных петель. Расчет радиоспектра в микроволновом диапазоне (раздел 3.3) на примере расположенной на солнечном лимбе вспышки 19 июля 2012 г. приведен в разделе 4.2 и, несмотря на то, что он сильно упрощен, позволяет дополнительно проверить корректность моделирования спектра инжекции

энергичных электронов.

В настоящее время достигнута столь высокая точность приемников электромагнитного излучения на космических аппаратах [29, 51–54], при которой данные рентгеновских наблюдений корональных и хромосферных источников, а также их сопоставление с данными в других диапазонах (например, микроволновом), позволяют проверить корректность существующих модельных представлений о вспышках. Напомним, однако, что первые кинетические модели (мы называем их в тексте классическими моделями) не отличались высокой точностью, но позволяли на качественном уровне понять физическую природу отдельных процессов, образующих наблюдаемую картину вспышек. Классические модели идеально соответствовали точности наблюдений того времени и адекватно отвечали на вопросы, стоявшие перед теорией солнечных вспышек в семидесятые годы прошлого века.

Применительно к современным наблюдениям солнечных вспышек (в первую очередь вспышек мощных) такие модели испытывают значительные трудности [АЗ]. Одна из проблем состоит в том, что классические модели не учитывают эффект обратного тока, существование которого видится очевидным. Действительно, из области ускорения в корону и хромосферу Солнца высыпается большое количество заряженных частиц [55], создающих электрический ток $j_{dc} \gtrsim 10^{17}$ А. Соответствующих этим токам магнитных полей ($B_0 \gtrsim 10^5$ Гс), тем не менее, в солнечных вспышках не наблюдается. Это связано с возникновением электростатического и индукционного электрических полей в сверхпроводящей плазме солнечной атмосферы, под действием которых тепловые частицы создают обратный ток, компенсирующий ток прямой. С учетом знака заряда электронов на рис. 1 показаны направления прямого (j_{dc}) и обратного тока Е. Разумеется, суммарное электрическое поле действует также и на электроны пучка, значительно изменяя

характер их распространения. Таким образом, получить корректные значения плотности потока энергии, переносимой ускоренными электронами, а также величины поляризации генерируемого ими жесткого рентгеновского излучения в отсутствие указанного эффекта затруднительно (глава 4).

Более современные по сравнению с классическими моделями толстой и тонкой мишени модели следующего поколения [56, 57] учитывают электрическое поле обратного тока. Эти модели можно назвать "неоклассическими". Их принципиальная особенность и огромное преимущество состоят в том, что они являются двумерными в пространстве скоростей (см. [24], глава 4). Это дает возможность энергичным электронам менять направление распространения на противоположное, не останавливаясь, и почти без кулоновских потерь энергии. Повернувшие назад электроны частично возвращаются из мишени через турбулентный фронт в сверхгорячую плазму.

Как следствие, для обеспечения достаточной плотности потока энергичных электронов в источнике жесткого рентгеновского излучения необходимо больше инжектируемых в мишень электронов и более жесткие (в сравнении с классическими моделями без обратного тока) их спектры инжекции. Эта особенность неоклассических моделей позволяет снять противоречия, порождаемые классическими моделями, поскольку правильно определяет наблюдаемые показатели наклона коронального и хромосферного источников излучения.

Однако здесь мы сталкиваемся с еще одной проблемой, которую не предвидели ни классические модели, ни модели неоклассические. Эта проблема состоит в том, как объяснить наблюдаемую интенсивность жесткого рентгеновского излучения в короне (см. рис. 17). Проблема находит свое решение благодаря тому, что отношение интенсивностей коронального и хромосферного источников излучения, их временные и спектральные особенности зависят от того, сколь эффективно работают бетатронный на-

грев и ускорение Ферми первого порядка внутри вспышечных петель, которые играют роль так называемых *коллапсирующих* магнитных ловушек [58].

В настоящее время ускорение заряженных частиц до высоких энергий остается актуальной проблемой не только для физики Солнца, но и для современной астрофизики в целом. Эта проблема настоятельно требует своего решения применительно к различным по своим масштабам и природе астрофизическим явлениям:

(а) магнитное пересоединение в неравновесных магнитосферах компактных релятивистских объектов [59–61];

(б) гравитационный коллапс звезд и других астрономических объектов [62, 63], например, протозвездных облаков с вмороженным магнитным полем [64];

(в) космические лучи у Земли и во Вселенной [65-67].

Между тем, вспышки на Солнце представляют особый интерес для детального изучения физических механизмов ускорения частиц, поскольку могут быть исследованы самым всесторонним образом, причем с высоким пространственным, временным и спектральным разрешением.

Как отмечалось выше, электроны в солнечных вспышках сначала ускоряются электрическим полем в пересоединяющем токовом слое (рис. 1). После этого первого шага в ускорительном процессе они оказываются внутри корональных магнитных ловушек (рис. 2), длина вдоль линий магнитного поля и поперечный размер (толщина) которых быстро уменьшаются [58]. В таких коллапсирующих ловушках захваченные электроны отражаются от ударной волны *SW*, расположенной на пути высокоскоростного потока плазмы из токового слоя, или от магнитных "зеркал" M_1 и M_2 (рис. 2). При относительно медленном магнитном пересоединении ударная волна может и не возникать, тогда отражение происходит только на магнитных зеркалах M_1 и M_2 [25]. Внутри коллапсирующей ловушки электроны приобрета-

ют дополнительное ускорение посредством механизма Ферми первого порядка и бетатронного нагрева.



Рисунок 2. RCL – пересоединяющий токовый слой, первичный источник ускоренных электронов. SW – ударная волна над "магнитным препятствием". trap – коллапсирующая магнитная ловушка в короне между турбулентным фронтом TF и магнитными зеркалами M_1 , M_2 . Штрихованной спиралью условно показана траектория электрона, захваченного в ловушку.

Дополнительное или вторичное увеличение энергии электронов имеет принципиальное значение для правильной интерпретации современных наблюдений солнечных вспышек. Дело в том, что в некоторых вспышках учета первичного ускорения в пересоединяющем токовом слое оказывается недостаточно (см., например, раздел 3.3.2 в [26]). Сценарий доускорения электронов одной популяции (ускорение в токовом слое плюс последующее ускорение тех же электронов в коллапсирующей магнитной ловушке) предложен в [58], назван *двухшажным* ускорением (double step acceleration) и до настоящего времени не был подтвержден убедительными наблюдениями вспышек, оставаясь преимущественно теоретическим предсказанием. Указанный эффект не следует путать с так называемым двухфазным ускорением, когда первично ускоренные электроны во время импульсной фазы вспышки (несколько секунд или десятков секунд) ускоряются до релятивистских энергий (как ранее предполагалось, на ударных волнах) существенно позже, во время второй фазы вспышки с запаздыванием от нескольких минут до часов [68].

Такова, в общих чертах и кратком изложении, современная картина солнечной вспышки. Ее интерпретация, по-прежнему, остается одной из основных задач физики Солнца. В связи с развитием космических наблюдений Солнца классические кинетические модели [44] и в особенности модели "упрощенные классические" [43, 69, 70] либо не обеспечивают необходимой точности, либо не применимы для интерпретации некоторых событий [71, А3–А5]. Между тем, в современных численных моделях вспышки [26, 27] кинетическая задача о распространении во вспышке ускоренных частиц рассматривается в достаточно общей постановке, но большое количество модельных параметров вместе с высокими вычислительными затратами затрудняют понимание главных физических процессов, их место и роль в солнечной вспышке.

Исследование механизмов ускорения заряженных частиц и их взаимодействия с атмосферой Солнца во время вспышек на основе современных наблюдательных данных, получаемых космическими и наземными обсерваториями, и теоретических методов (аналитических и численных) – ключевая проблема современной физики Солнца, имеющая фундаментальное значение.

Цели и задачи

Целью данной диссертационной работы являются исследования физических процессов, определяющих наблюдаемые в жестком рентгеновском диапазоне характеристики солнечной вспышки, и построение на их основе аккуратной аналитической модели распространения электронов в атмосфере Солнца, в которой учтены эффект обратного тока и механизм быстрого двухшажного ускорения электронов во время импульсной фазы вспышки.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

- Сформулировать кинетическую задачу о нетепловых энергичных электронах в солнечных вспышках с учетом эффекта обратного тока в короне и хромосфере.
- 2. Найти точное аналитическое решение указанной кинетической задачи.
- 3. Промоделировать отобранные вспышечные события в рамках предложенной аналитической модели ускорения и распространения электронов во время импульсной фазы исследуемых солнечных вспышек.
- 4. Сравнить результаты моделирования с данными рентгеновских и (в качестве дополнительной проверки) микроволновых наблюдений на момент импульсной фазы, определить роль основных физических механизмов в формировании наблюдаемой картины солнечной вспышки.

Объект и предмет исследования

В качестве объекта исследования в диссертационной работе выбрано явление солнечной вспышки. Предметом исследования являются механизмы ускорения и распространения в атмосфере Солнца электронов, ускоренных во время ее импульсной фазы.

Научная новизна

- Впервые предложена самосогласованная модель распространения ускоренных электронов в короне и хромосфере Солнца, в которой учтены эффект обратного тока вместе с эффектом их дополнительного ускорения в коллапсирующих магнитных ловушках.
- Впервые найдено точное аналитическое решение кинетической задачи о нетепловых электронах, убегающих из области ускорения – пересоединяющего высокотемпературного токового слоя, в которой учтен эффект обратного тока.
- 3. В рамках модели толстой мишени с обратным током на примере солнечных вспышек 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г. впервые показано, что в солнечных вспышках (особенно больших) плотность потока энергии, переносимой ускоренными электронами на порядок превышает значения, полученные в приближении классической модели толстой мишени. Для вспышки 6 декабря 2006 г. эта величина составляла ≳ 10¹³ эрг см⁻² с⁻¹.
- 4. На примере солнечной вспышки 19 июля 2012 г., в которой одновременно наблюдались корональный и хромосферный источники жесткого рентгеновского излучения, впервые обнаружены наблюдательные подтверждения существования и высокой эффективности ускорения электронов в корональных магнитных ловушках во время солнечных вспышек.

Теоретическая и практическая значимость

Проведенные в настоящей работе исследования свидетельствуют о необходимости учета эффекта обратного тока в различных по мощности

и продолжительности вспышках на Солнце. В частности, в рамках классических моделей тонкой и толстой мишени невозможно объяснить наблюдаемое соотношение показателей наклона спектров коронального и хромосферного источников жесткого рентгеновского излучения в солнечной вспышке 19 июля 2012 г.

На примере данной вспышки также показано, что современные кинетические модели должны учитывать эффект ускорения электронов в коллапсирующих корональных магнитных ловушках. Без учета данного эффекта затруднительно интерпретировать наблюдаемые интенсивности жесткого рентгеновского излучения в вершине и основаниях вспышечных петель.

Предложенная в настоящей работе самосогласованная кинетическая модель является аналитической (найдено аналитическое решение для функции распределения энергичных электронов), а также она имеет небольшое число входных параметров. Применение такой модели позволяет детально исследовать физическую картину распространения в атмосфере Солнца ускоренных во вспышке электронов при минимальных затратах вычислительных ресурсов, но с точностью, соответствующей возможностям современных приборов для наблюдения Солнца на космических аппаратах. Те физические процессы, которые исследованы в рамках настоящей работы применительно к солнечным вспышками, могут иметь гораздо более широкие приложения в задачах современной астрофизики – всюду, где реализуется магнитное пересоединение в сильном магнитном поле и связанные с пересоединением вторичные процессы (быстрые направленные течения плазмы, ускорение заряженных частиц, мощные тепловые потоки, жесткое электромагнитное излучение и т.д.).

Методология исследования

Проведенные в диссертационной работе исследования в своей основе опираются на классические труды отечественных и зарубежных ученых, изучавших вопросы распространения в атмосфере Солнца ускоренных во вспышке заряженных частиц, и в значительной мере уточняют и обобщают их. Так, например, найдено более точное (по отношению к ранее предложенным другими авторами) аналитическое решение задачи о модели толстой мишени с обратным током. Эти результаты были дополнены аналитическими решениями, полученными в приближении классической модели тонкой мишени и коллапсирующей магнитной ловушки для коронального участка вспышечных петель.

Аналитические решения были использованы для численного расчета характеристик тормозного жесткого рентгеновского излучения с классическим выражением Бете-Гайтлера для его сечения. Результаты расчетов непосредственно сравнивались с данными спутниковых наблюдений конкретных солнечных вспышек.

Основные положения, выносимые на защиту

- Самосогласованная кинетическая задача о распространении в атмосфере Солнца ускоренных во вспышке электронов имеет точное аналитическое решение, двумерность которого в пространстве скоростей определяет большие преимущества модели по сравнению с одномерными по скорости классическими моделями.
- Наблюдаемая интенсивность жесткого рентгеновского излучения в хромосфере при учете в модели эффекта обратного тока обеспечивается существенно большей, в сравнении с классическими моделями без обратного тока, плотностью потока энергии, переносимой ускоренными электронами (≳ 10¹³ эрг см⁻² с⁻¹ в больших вспышках).

- 3. Эффективность дополнительного ускорения электронов посредством ускорения Ферми первого порядка и бетатронного нагрева внутри корональных магнитных ловушек, во время импульсной фазы солнечных вспышек, подтверждается результатами наблюдений и моделирования вспышки 19 июля 2012 г.
- Вследствие действия электрического поля обратного тока на ускоренные во вспышке электроны ожидаемая степень поляризации генерируемого ими жесткого рентгеновского излучения имеет небольшие значения (≤ 3%).

Степень достоверности

Достоверность результатов диссертации подтверждается хорошим согласием полученных решений и данных многоволновых наблюдений на современных наземных и космических обсерваториях. Общепризнанные в физике солнечных вспышек классические модели распространения ускоренных во вспышке электронов являются частными случаями предложенной в настоящей работе аналитической модели, которая при определенных упрощающих приближениях асимптотически в них переходит.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на следующих конференциях и симпозиумах:

- 1. VII Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (Москва, Россия, 2010);
- 2. IAU Symposium 273: Physics of Sun and Star Spots (Вентура, Калифорния, CША, 2010);

- 3. Hinode-4: Unsolved Problems and Recent Insights (Палермо, Италия, 2010);
- 4. VI Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2011);
- 5. VIII Конференция молодых ученых «Фундаментальные и прикладные космические исследования» (Москва, Россия, 2011);
- VII Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2012);
- Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы (Москва, Россия, 2012);
- 8. VIII Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2013);
- IX Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2014);
- 10. 40th COSPAR Scientific Assembly (Москва, Россия, 2014);
- X Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2015);
- XII съезд Международной общественной организации «Астрономическое общество» и приуроченная к нему научная конференция «Астрономия от ближнего космоса до космологических далей» (Москва, Россия, 2015);
- XI Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2016);

- 14. European Geosciences Union General Assembly 2016 (Вена, Австрия, 2016);
- 15. Ломоносовские чтения 2016 (Москва, Россия, 2016);
- 16. IAU Symposium 335. Space Weather of the Heliosphere: Processes and Forecasts (Эксетер, Великобритания, 2017);
- 17. XII Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, Россия, 2018);
- Общемосковский научный семинар «Плазменная астрофизика и физика Солнца» им. С.И. Сыроватского (Москва, Россия, 2018).
- Научный семинар НИИЯФ МГУ «Астрофизика космических лучей и физика космоса» (Москва, Россия, 2018).

Личный вклад

Автором лично получены все аналитические решения, на основе которых проведены модельные расчеты на персональном компьютере. Для этого автором было разработано необходимое программное обеспечение. Теоретические выводы, сделанные на основе полученных решений, автором сопоставлены с данными наблюдений. Анализ таких данных осуществлялся с использованием пакета програм SolarSoft.

Вклад автора при подготовке основных публикаций (A1 – A6) и докладов на конференция является определяющим.

Публикации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 6 научных статьях в рецензируемых журналах из списков Scopus, Web of Science и RSCI.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

Полный объем диссертации составляет 132 страницы, включая 22 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 135 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во Введении сформулированы цель диссертационной работы, ее научная новизна и практическая значимость, приведены список публикаций автора и выступлений, на которых полученные результаты были представлены. В разделе присутствует обзор литературы в виде ссылок на классические и основополагающие работы по теме диссертации, достаточный для понимания постановки задачи и ее актуальности.

В Главе 1 сформулирована общая постановка задачи об энергичных (нетепловых и тепловых) электронах, убегающих из первичного источника ускорения во время импульсной фазы солнечной вспышки. Ускоренные в высокотемпературном пересоединяющем токовом слое электроны распространяются в короне и хромосфере, теряя свою энергию под действием кулоновских столкновений с электронами и протонами плазмы, а также электрического поля обратного тока. Характер движения энергичных электронов в атмосфере Солнца описывается решением соответствующего кинетического уравнения с интегралом столкновений Ландау. Кроме того, рассмотрены упрощающие предположения и вид кинетического уравнения для электронов высоких энергий.

В Главе 2 методом характеристик получено точное аналитическое решение двумерного в пространстве скоростей кинетического уравнения, представленного в Главе 1. В рамках самосогласованной интегродифференциальной системы уравнений найдено общее выражение для электрического поля обратного тока. Показано, что функция распределения

ускоренных электронов становится более изотропной по мере проникновения электронов в мишень, а с ростом их энергии, напротив, ее анизотропия возрастает. Подробно рассмотрена модель коллапсирующих магнитных ловушек, которые эффективно ускоряют захваченные электроны. В этом контексте сопоставлены два механизма ускорения: ускорение Ферми первого порядка и бетатронный нагрев; оценена их эффективность в ловушках различных типов. Выведена формула для функции распределения электронов, инжектированных в коллапсирующую ловушку. Обсуждены специфические особенности объединенной аналитической модели и возможности их наблюдательного подтверждения.

Глава 3 имеет методический характер и посвящена тормозному жесткому рентгеновскому излучению, генерируемому тепловыми и нетепловыми (ускоренными) электронами. Приведены выражения для дифференциальных сечений тормозного излучения фотонов, а также формулы расчета спектров и величины поляризации через функцию распределения энергичных электронов. Обсуждены характерные вид спектра излучения и оценка величины поляризации, которая, как показано в данном разделе диссертации, не превышает ~ 3%. Дополнительно в Главе 3 рассмотрена методика расчета характеристик микроволнового излучения, в соответствии с которой рассчитан типичный радиоспектр вспышки, и дана физическая интерпретация его особенностей. Данная методика используется для расчета микроволнового спектра солнечной вспышки 19 июля 2012 г. с целью его сравнения с наблюдениями и, как следствие, независимой проверки корректности предлагаемой в работе модели.

В Главе 4 выполнено теоретическое моделирование вспышек 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г. Проведено сравнение результатов моделирования с данными современных космических и наземных наблюдений Солнца. Для каждого из событий на основе данных спутника RHESSI решена об-

ратная задача – восстановлен энергетический спектр инжекции ускоренных электронов. Рассчитаны мощность нагрев плазмы ускоренными электронами и плотность потока энергии, переносимой ускоренными электронами. Для вспышки 19 июля 2012 г. найдены убедительные наблюдательные подтверждения не только существования коллапсирующих магнитных ловушек в короне, но и высокой их эффективности при ускорении электронов. Это подтверждает двухшажный механизм ускорения электронов во время импульсной фазы солнечных вспышек.

В Заключении приведены основные результаты работы, сформулированы выводы и определены перспективные направления дальнейших теоретических и экспериментальных исследований по физике солнечных вспышек.

1 Постановка задачи об энергичных электронах и ее классические решения

1.1 Общая постановка задачи

В астрофизической плазме, вообще, и во вспышках на Солнце, в частности, ускорение электронов всегда сопровождается нагревом плазмы, и наоборот нагрев плазмы приводит к появлению энергичных убегающих из неё электронов [24]. В солнечных вспышках источником энергии являются тонкие пересоединяющие токовые слои, расположенные в областях взаимодействия магнитных потоков в атмосфере Солнца, преимущественно в короне. Во время вспышек в токовых слоях энергия магнитного поля преобразуется в тепловую и кинетическую энергию плазмы и ускоренных частиц. При этом ускоренные частицы возбуждают плазменную турбулентность, приводящую к нагреву электронной компоненты плазмы в слое до огромных температур: $T_e \gtrsim 10^8$ K [72]. Такой слой принято называть *сверхгорячим* турбулентным токовым слоем [25].

Из токового слоя потоки тепла ввиде тепловых волн огромной амплитуды и потоки ускоренных частиц очень быстро распространяются вдоль пересоединенных линий магнитного поля. Последние образуют ярко светящиеся трубки магнитного поля, называемые "вспышечными петлями" (см. рис. 1.2.6 в [12]). Фронт тепловой волны в солнечных вспышках при температурах $T_{\rm e} \gtrsim 10^6$ К сильно турболизован, и классическая электронная теплопроводность вдоль магнитного поля в нем подавлена. Однако, как и в случае обычного эффекта теплового убегания электронов, связанного с кулоновскими столкновениями в плазме при наличии большого градиента температуры (см. § 8.4.3 в [24]), электроны со скоростями больше некоторой критической скорости v_{cr} [73] практически беспрепятственно проникают

через турбулентный слой из сверхгорячей ($T_1 \gtrsim 10^8$ К) плазмы в плазму значительно более холодную плазму: $T_2 \gtrsim 10^6$ К в короне, $T_2 \lesssim 10^4$ К в хромосфере. Электроны с меньшими скоростями остаются в сверхгорячем источнике.

В контексте моделирования коронального и хромосферного источников тормозного жесткого рентгеновского излучения будем рассматривать энергичные электроны, проникающие через турбулентный фронт и распространяющиеся в "холодной" плазме (см. рис. 1). Пусть, для простоты, в системе координат, связанной с фронтом, сверхгорячая и холодная плазма занимают два полупространства: x < 0 и x > 0, разделенных плоским тонким турбулентным слоем при x = 0 (рис. 3). Будем так же считать, если не оговорено иное, что магнитное поле однородно и направленно вдоль оси x, т.е. перпендикулярно к границе между сверхгорячей и холодной плазмой.



Рисунок 3. Постановка задачи об энергичных электронах, которые убежали из сверхгорячей плазмы с температурой T_1 сквозь турбулентный фронт TFв более холодную плазму с температурой T_2 . r – расстояние от турбулентного фронта до точки, в которой рассматривается функция распределения электронов. Е – напряженность электрического поля обратного тока, v_{\perp} и v_{\parallel} – поперечная и продольная компоненты вектора скорости v электронов.

Пусть функция распределения энергичных электронов в источнике $f_{\mathbf{v}s}$ обладает осевой симметрией относительно направления магнитного поля. Тогда граничная функция распределения электронов, летящих вперед в холодную плазму мишени, имеет вид

$$f_{\mathbf{v}ff}(0, \upsilon, \theta) = f_{\mathbf{v}s}(\upsilon, \theta) \Theta(\upsilon - \upsilon_{min}) \Theta(\upsilon_{max} - \upsilon).$$
(1)

Здесь v – величина скорости электронов, θ – угол между вектором скорости **v** и направлением магнитного поля, v_{min} и v_{max} – минимальная и максимальная скорости электронов, тета-функция $\Theta(x) = 1$ при $x \ge 0$ и $\Theta(x) = 0$ при x < 0. Индекс "v" указывает на то, что искомая функция $f_v = f_v(r, v, \theta)$ является функцией распределения электронов по вектору скорости **v**. Ожидаемый вид этой функции на расстоянии r от турбулентного фронта TFусловно показан в двумерном пространстве скоростей на рис. 3.

Отдельно остановимся на выборе условия нормировки для такой функции распределения. С точки зрения интерпретации наблюдений солнечных вспышек в жестком рентгеновском излучении плотность потока энергии Fна границе мишени, переносимого инжектированными через турбулентный фронт энергичными электронами, представляет собой существенный физический параметр задачи, который необходим для расчета процессов, происходящих в мишени. Действительно, величина F учитывает различные характеристики спектра инжекции: концентрацию (число частиц в единице объема) энергичных электронов, их минимальную и максимальную энергии, показатель наклона. При моделировании вспышки решается обратная задача, а именно величина потока энергии F восстанавливается по наблюдаемой интенсивности жесткого рентгеновского излучения в основаниях вспышечных петель. При этом функция распределения электронов нормируется на него следующим образом:

$$F = \int f_{\mathbf{v}}(0, \upsilon, \theta) \upsilon \, \cos \theta \, \frac{m \upsilon^2}{2} \, d^3 \mathbf{v}, \quad \operatorname{spr} \operatorname{cm}^{-2} \operatorname{c}^{-1}.$$
(2)

Наблюдаемое жесткое рентгеновское излучение, как в короне, так и в хромосфере состоит из двух компонент – нетепловой и тепловой. Нетепловая компонента обусловлена тормозным излучением ускоренных электронов, тепловая – тормозным излучением нагретых электронов плазмы. Вблизи нижней границы энергетического спектра ускоренных электронов определенную роль могут играть кулоновские столкновения. Они приводят к максвеллизации электронов и, как следствие, к тепловому жесткому рентгеновскому излучению. При этом спектры нетеплового и теплового жесткого рентгеновского излучения частично перекрываются.

Дополнительная трудность в интерпретации наблюдаемых спектров и пространственных распределений жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек возникает еще и из-за того, что некоторое количество быстрых тепловых электронов убегает из сверхгорячей плазмы вдоль пересоединенных линий магнитного поля через тепловой турбулентный фронт, который движется со скоростью большей, чем скорость течения сверхгорячей плазмы v_1 на рис. 1. В общем случае функция распределения f_{vs} электронов в источнике, т.е. в пересоединяющем сверхгорячем турбулентном токовом слое и вытекающей из него плазме, состоит из двух частей: тепловой и нетепловой. Первая описывает сверхгорячие электроны и обычно принимается в максвелловском виде [56]. Вторая часть соответствует ускоренным электронам и записывается в виде степенной функции [57].

Летящие вперед энергичные электроны (тепловые и нетепловые) несут электрический ток, который принято называть *прямым* и который по определению равен

$$j_{dc}(r) = e \int f_{\mathbf{v}}(r, \upsilon, \theta) \,\upsilon \,\cos\theta \,d^3\mathbf{v}$$
(3)

Прямой ток с учетом знака заряда электрона направлен назад, в сторону турбулентного фронта TF, как показано на рис. 3.

Нетривиальным, но правильным является предположение, что прямой ток полностью сбалансирован в плазме солнечных вспышек током *обратным* – j_{rc} , т.е.

$$|j_{dc}(r)| = j_{rc}(r) \equiv j(r).$$
 (4)

Это означает, что очень быстрый процесс генерации обратного тока успевает уравновесить прямой ток за время, сравнимое с периодом плазменных колебаний, которое в рассматриваемых нами условиях много меньше времени кулоновских столкновений [74]. Кроме того, мы пренебрежем любыми высокочастотными изменениями функции распределения ускоренных электронов в плазме и, соответственно, любыми высокочастотными электрическими полями, для которых необходимо принимать во внимание ток смещения в уравнениях Максвелла.

Что касается тепловых электронов в холодной плазме, будем предполагать, что именно они создают сопротивление обратному току, не изменяющееся во времени. Таким образом, мы полагает, что стационарное электрическое поле E = E(r), которое движет обратный ток, но тормозит летящие вперед энергичные электроны (рис. 3), может быть найдено из простого закона Ома:

$$E(r) = j(r)/\sigma,$$
(5)

где σ – проводимость плазмы, которая определяется исключительно кулоновскими столкновениями. Иными словами, будем предполагать, что токовая скорость электронов обратного тока не достаточно высока для возбуждения турбулентности вне турбулентного фронта. Отметим, что обратный ток в основном создают электроны более холодной плазмы мишени. Однако среди летящих назад (к турбулентному фронту *TF*) частиц присутствует и вторая группа – ускоренные электроны пучка, повернувшие под действием электрического поля обратного тока. * * *

Поведение функции распределения энергичных электронов в мишени будем описывать кинетическим уравнением [24]:

$$\upsilon \cos \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial x} - \frac{eE}{m_e} \, \cos \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \upsilon} - \frac{eE}{m_e \upsilon} \, \sin^2 \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \cos \theta} = St_{\scriptscriptstyle \rm L}(f_{\mathbf{v}}) \,. \tag{6}$$

Здесь учтено, что на временах порядка времени кулоновских столкновений в холодной плазме мишени процесс инжекции электронов можно рассматривать как стационарный, а их распределение в мишени, в полупространстве x > 0 (рис. 3), можно рассматривать как установившееся. По этой причине в кинетическом уравнении мы положили производную $\partial/\partial t$ равной нулю. Второе и третье слагаемые представляют выражение члена

$$\frac{(-e)}{m_{\rm e}} \mathbf{E}\left(\mathbf{r}\right) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mathbf{v}}$$

в переменных v и θ . Кроме того, как было предположено выше, функция распределения обладает осевой симметрией, и поэтому в левой части кинетического уравнения член с магнитным полем равен нулю (см. [24], раздел 4.1.1).

Мы так же полагаем, что холодная плазма состоит из электронов и протонов с постоянной температурой T_2 . Разумеется, и те, и другие дают вклад в правую часть уравнения (6), в качестве которой выбран линеаризованный интеграл столкновений Ландау

$$St_{\rm L}(f_{\rm v}) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \nu_{coll}(v) \left(\frac{k_{\rm B} T_2}{m_e} \frac{\partial f_{\rm v}}{\partial v} + v f_{\rm v} \right) \right] + \nu_{coll}(v) \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial f_{\rm v}}{\partial \cos \theta} \right).$$
(7)

Здесь частота столкновений энергичных электронов с тепловыми электронами и протонами в холодной плазме

$$\nu_{coll}(v) = \frac{4\pi \, n_2 \, e^4}{m_e^2 \, v^3} \, \ln \Lambda \,, \tag{8}$$

где n_2 – концентрация электронов в холодной плазме, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм.

Удобно ввести следующие безразмерные переменные и параметры: $\mu = \cos \theta$,

$$s = \frac{\pi e^4 \ln \Lambda}{\left(k_{\rm B} T_1\right)^2} \int_0^r n_2(x) \, dx$$

– отношение глубины проникания энергичных электронов в мишень к длине свободного пробега тепловых электронов в сверхгорячей плазме,

$$z = m_e v^2 / 2k_{\rm B} T_1$$

– отношение кинетической энергии энергичных электронов к тепловой энергии частиц сверхгорячей плазмы, $\tau = T_2/T_1$ – отношение температуры холодной плазмы к температуре сверхгорячей плазмы,

$$\varepsilon = \frac{k_{\rm \scriptscriptstyle B} T_1 E}{2\pi \, n_2 \, e^3 \ln \Lambda}$$

 отношение напряженности электрического поля обратного тока к напряженности поля Драйсера в холодной плазме.

Неизвестная функция E = E(s) должна быть найдена из самосогласованного решения кинетической задачи, т.е. совместного решения уравнений (5) и (6). В новых переменных кинетическое уравнение (6) принимает вид (см. Приложение)

$$\mu z^{2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} - 2\varepsilon \,\mu z^{2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} - \varepsilon z \left(1 - \mu^{2}\right) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} = 2z \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} + 2\tau z \frac{\partial^{2} f_{\mathbf{v}}}{\partial z^{2}} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\left(1 - \mu^{2}\right) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \right]. \tag{9}$$

Поскольку в первую очередь нас интересуют электроны, ускоренные в пересоединяющем токовом слое, возьмем только часть функции распределения электронов на границе мишени, имеющую степенной вид

$$f_{\mathbf{v}ff}(0,z,\mu) = K z^{-\gamma_{\mathbf{v}}} \Theta(z-z_{min}) \Theta(z_{max}-z).$$
(10)

Здесь безразмерные энергии z_{min} и z_{max} соответствуют нижней и верхней границам спектра ускоренных электронов. Постоянная *K* определяется из условия нормировки (2) и, с учетом условия (10), имеет вид

$$K = \begin{cases} F\left(3 - \gamma_{\mathbf{v}}\right) \left[\left(2\pi (k_{\rm B}T_1)^3 / m_e^2 \right) \left(z_{max}^{3 - \gamma_{\mathbf{v}}} - z_{min}^{3 - \gamma_{\mathbf{v}}}\right) \right]^{-1}, & \gamma_{\mathbf{v}} \neq 3, \\ F\left[\left(2\pi (k_{\rm B}T_1)^3 / m_e^2 \right) \ln \left(z_{max} / z_{min}\right) \right]^{-1}, & \gamma_{\mathbf{v}} = 3. \end{cases}$$
(11)

Напомним, что в уравнении (9) и далее везде функция $f_v(s, z, \mu)$, попрежнему, является функцией распределения ускоренных электронов по вектору скорости v, в которой сделана простая замена переменных: модуля вектора скорости v на соответствующую безразмерную кинетическую энергию z. В безразмерных переменных сформулированная задача естественно остается двумерной в пространстве скоростей, что имеет принципиальное значение.

Кинетическое уравнение (9) при заданном граничном условии (10) однозначно определяет эволюцию потока ускоренных электронов в мишени и, следовательно, характеристики генерируемого ими жесткого рентгеновского и микроволнового излучения. При этом должны быть заданы следующие параметры модели: температуры сверхгорячей и холодной плазмы T_1 и T_2 , концентрация холодной плазмы n_2 . Численные значения этих параметров могут быть оценены с известной степенью точности на основании результатов наблюдений и представлены в главе 4 для двух солнечных вспышек: 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г. Кроме того, на основе наблюдений спектра жесткого рентгеновского излучения подбираются такие характеристики ускоренных электронов, как плотность потока энергии F и показатель наклона спектра инжекции $\gamma_{\mathbf{v}}$.

1.2 Некоторые упрощающие предположения

С математической точки зрения сформулированная выше задача представляет собой систему интегро-дифференциальных уравнений относительно двух неизвестных функций: $f_v(s, z, \mu)$ и $\varepsilon(s)$. При этом уравнение (9) – сложное дифференциальное уравнение в частных производных, решение которого даже при заданной функции $\varepsilon(s)$ сопряжено с большими трудностями. Однако уравнение (9) допускает значительные упрощения, если учесть малость входящих в него безразмерных параметров в условиях солнечных вспышек.

Во-первых, ввиду огромной температуры T_1 в сверхгорячем источнике ускоренных электронов, параметр $\tau \sim 10^{-1} - 10^{-4}$. Это позволяет пренебречь слагаемым со второй производной по безразмерной энергии z, т.е. пренебречь в кинетическом уравнении диффузией по энергии.

Прежде, чем перейти к рассмотрению второго безразмерного параметра, т.е. ε , отметим одно принципиальное свойство решаемой задачи. С этой целью после того, как положили $\tau = 0$, разделим оставшееся уравнение на z и проинтегрируем его по z и μ . Используя определение прямого тока (3), переписанное в безразмерных переменных, убедимся, что только одно слагаемое в правой части исходного уравнения (9), а именно $z (\partial f_v / \partial z)$, дает ненулевой вклад в уравнение, которое описывет поведение прямого тока в мишени [56]:

$$\frac{dj}{ds} = -a_1 \int_{-1}^{1} f_{\mathbf{v}}(0, s, \mu) \, d\mu \,, \tag{12}$$

где постоянная $a_1 = \pi e (2k_{\rm B}T_1/m_e)^2$. Стоящий в правой части интеграл больше нуля. Действительно, он характеризует количество электронов на глубине *s*, которые потеряли свою кинетическую энергию вследствие кулоновских столкновений при движении в мишени. Разумеется, их число отлично от нуля. Следовательно, электрический ток потока ускоренных электронов

уменьшается по мере проникания в мишень благодаря кулоновским потерям энергии и только им. Если бы столкновений не было, то ток не изменялся бы. Сравнительно редкие столкновения энергичных электронов (вне зависимости от их природы) с тепловыми электронами холодной плазмы играют ключевую роль в самосогласованной задаче об обратном токе.

Теперь обратимся ко второму безразмерному параметру. Поскольку ускоренные электроны в солнечных вспышках создают токи огромной величины [55, 75], в силу (5) естественно предположить, что электрическое поле ε обратного тока тоже очень велико. Как следствие, обусловленные электрическим полем потери энергии и изменение углового распределения электронов существенно выше, чем они были бы в случае только кулоновских столкновений. Таким образом справедливы следующие неравенства:

$$2\varepsilon\mu z^2 \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} \gg 2 \, z \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} \,, \tag{13}$$

$$\varepsilon z (1-\mu^2) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \gg \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \right].$$
 (14)

Принимая во внимание (14), в правой части уравнения (9) можно пренебречь угловой диффузией и сохранить только член, описывающий регулярные потери энергии на кулоновских столкновениях.

Несмотря на справедливость условия (13) в правой части уравнения (9) нельзя пренебречь членом $2 z (\partial f_v / \partial z)$, описывающим регулярные потери энергии за счет кулоновских столкновений, поскольку в противном случае мы полностью переходим к пределу бесстолкновительной плазмы. При этом, как и должно быть в бесстолкновительной плазме, dj/ds = 0, т.е. j(s) = const, что означает либо равенство нулю тока всюду в мишени при условии равенства его нулю на бесконечности, либо сохранение его величины там, где применимо бесстолкновительное приближение. В той части мишени, где значение электрического поля обратного тока очень велико, условие (13) справедливо, и с учетом редких столкновений величина тока, действительно, остается почти постоянной вблизи границы мишени.

Отметим также, что в данной работе не рассматриваются тепловые и гидродинамические явления, связанные с нагревом холодной плазмы мишени электронами прямого и обратного токов [76], см., однако, § 2.1.7 в [12].

1.3 Классические модели тонкой и толстой мишени

Пренебрегая диффузией по энергии и электрическим полем обратного тока, т.е. подставляя $\varepsilon(s) = 0$ в кинетическое уравнение (9), запишем его в классическом предельном случае в виде

$$\mu z^2 \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} = 2z \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \right].$$
(15)

Уравнение (15) учитывает регулярные потери энергии и изменение углового распределения (угловую диффузию) энергичных электронов за счет их кулоновских столкновений с тепловыми частицами плазмы при распространении в атмосфере Солнца. Приближенное решение такой задачи подробно рассмотрено в разделе 4.4 [24], где показано, что оно справедливо лишь для небольшой толщи мишени и не применимо для описания функции распределения на больших глубинах, где располагается основной источник жесткого рентгеновского излучения. Как следствие, оценка в рамках такого приближения степени поляризации ($\sim 30\%$) не является корректной и не подтверждается данными наблюдений (раздел 3.2).

Если в правой части уравнения (15) пренебречь членом, описывающим угловую диффузию ускоренных электронов, то оно переходит в кинетическое уравнение в том виде, в котором оно рассматривалось при построении классической модели тонкой и толстой мишени [44]:

$$\mu \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} = \frac{2}{z} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z}.$$
(16)

Здесь $\mu = \text{const}$, поскольку нет рассеяния.

Уравнение (16) при граничном условии (10) имеет хорошо известное и часто используемое аналитическое решение ($\mu = 1$):

$$f_{\mathbf{v}}(z,s) = K \left(z^2 + 2s \right)^{-\gamma_{\mathbf{v}}/2} \Theta(z - z'_{min}) \Theta(z'_{max} - z),$$
(17)

где

$$z'_{min, max} = Re \left(z^2_{min, max} - 2s \right)^{1/2}$$

При интерпретации жесткого рентгеновского излучения в хромосфере, т.е. в толстой мишени, мы будем использовать решение (17) в качестве эталона для сравнения с современными моделями толстой мишени. Отметим, что физический смысл решения (17) легко понять. Действительно, ускоренные электроны, распространяясь вдоль предполагаемого однородным магнитного поля, в отсутствии угловой диффузии не меняют своего углового распределения, а их энергетический спектр смещается за счет кулоновских столкновений в область более низких энергий, становясь при этом более жестким.

В приближении классической модели тонкой мишени ([69], см. также [44] и [11]), которая применяется для описания движения на небольших толщах плазмы, функция распределения и, соответственно, спектр ускоренных электронов меняются незначительно. Такое приближение подходит для интерпретации жесткого рентгеновского излучения в короне, где плотность фоновой плазмы относительно невелика, и используется в настоящей работе для интерпретации корональных источников жесткого рентгеновского излучения вспышек. Используемый здесь формализм модели тонкой мишени взят из [11].

1.4 Кинетическое уравнение для электронов высоких энергий

С целью более полного описания существующего многообразия кинетических моделей солнечных вспышек рассмотрим еще один предельный случай – описание распространения в атмосфере Солнца ускоренных электронов с условно нижней границей по энергиями (например, $\mathcal{E} \gtrsim 120$ кэВ) в *неоднородном*, возрастающем к основаниям вспышечных петель магнитном поле.

Напомним, что в [44] при расчете жесткого рентгеновского излучения ускоренных электронов в конкретных солнечных вспышках верхняя граница их энергетического спектра условно принималась бесконечно большой. Это вполне оправдано. Даже для мощных вспышек с очень жестким спектром инжекции показатель наклона $\gamma_v \geq 2$, поэтому оценки плотности потока жесткого рентгеновского излучения почти не меняются в зависимости от выбора достаточно большой величины верхней границы спектра. Действительно, таких частиц среди инжектированных электронов не только сравнительно мало, но для них характерно отсутствие значительных потерь энергии и на кулоновские столкновения, и в электрическом поле обратного тока. Тем не менее, такие электроны [45, 46] вносят определяющий вклад в высокочастотную часть ($\gtrsim 10$ ГГц) гиросинхротронного радиоспектра. Однако к этому аспекту мы вернемся в разделе 3.3.

Для случая, когда энергия ускоренных электронов столь велика, что можно пренебречь кулоновскими столкновениями и влиянием электрического поля обратного тока, в [70] получено аналитическое решение простого кинетического уравнения, учитывающего только магнитное поле, точнее говоря его неоднородность (ср. с уравнением (6), которое учитывает все остальное):

$$\frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} = \frac{1 - \mu^2}{2} \,\alpha_B \,\frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \,, \tag{18}$$
где $\alpha_B(s) = \ln (B(s)/B(0))$ – логарифм отношения магнитного поля в основаниях вспышечной петли к полю в ее вершине.

Решение этого уравнения имеет вид

$$f_{\mathbf{v}}(s,z,\mu) = f_{\mathbf{v}0}\left(z, (1-(1-\mu^2)e^{\alpha_B(s)})^{1/2}\right),\tag{19}$$

где f_{v0} – граничная функция распределения электронов. Формула (19) описывает простую и естественную картину поведения частиц больших энергий (потери энергии и рассеяния пренебрежимо малы), захваченных в магнитную ловушку (см. раздел 2.2). В принципе, используя аналитические решения (17) и (19), можно получить модельное описание распространения электронов всего энергетического спектра в классическом приближении, т.е. без учета обратных токов и коллапсирующих магнитных ловушек.

1.5 Тепловые убегающие электроны в солнечных вспышках

Модельное описание распространения нагретых в области магнитного пересоединения (тепловых) электронов, убегающих через турбулентный фронт TF (рис. 1) в более холодную плазму короны и хромосферы, имеет большое практическое значение. Действительно, такие частицы генерируют тормозное рентгеновское излучение с энергией фотонов $\mathcal{E}_{h\nu} \leq 10 - 15$ кэВ (тепловая компонента в спектрах коронального и хромосферного источников), спектр и поляризация которого могут быть исследованы с помощью существующих и перспективных космических обсерваторий. Разумеется, без учета этой спектральной составляющей интерпретация рентгеновских наблюдений вспышек (особенно поляризационных) не может быть полной.

Задача о распространении тепловых убегающих электронов во время солнечных вспышек подробно рассмотрена в работе [A6], где авторами было найдено аналитическое решение соответствующего кинетического уравнения, которое может быть получено из уравнения (9). Действительно, пренебрегая электрическим полем обратного тока ε , имеем:

$$z^{2}\mu \frac{\partial \varphi}{\partial s} - 2z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \left(1 - \tau \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) - 2\tau z \frac{\partial^{2} \varphi}{\partial z^{2}} + 2\mu \frac{\partial \varphi}{\partial \mu} + (1 - \mu^{2}) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \mu}\right)^{2} - (1 - \mu^{2}) \left(\frac{\partial^{2} \varphi}{\partial \mu^{2}}\right) = 0.$$
 (20)

Вместо функции распределения $f_{\mathbf{v}}$ здесь введена новая функция

$$\varphi = -\ln f_{\mathbf{v}} \,, \tag{21}$$

что удобно при рассмотрении функций распределения, мало отличающихся от максвелловской.

Решение уравнения (20) позволит промоделировать распространение в атмосфере Солнца электронов сравнительно малых энергий (~ 10 – 15 кэВ), для которых кулоновские потери существенны, а электрическим полем обратного тока можно пренебречь. Точное аналитическое решение данной кинетической задачи приведено в разделе 2.4, а расчеты величины поляризации рентгеновского излучения — в разделе 3.2.

2 Современные модели распространения и дополнительного ускорения электронов во вспышках

2.1 Самосогласованная аналитическая модель толстой мишени с обратным током

2.1.1 Электрическое поле обратного тока

Введем новую переменную, а именно безразмерный потенциал электрического поля обратного тока

$$\phi = \int_0^s \varepsilon(s') \, ds' \, .$$

Используя закон Ома (5) тоже в безразмерном виде

$$\varepsilon = b_1 j$$
,

где

$$b_1 = \frac{k_{\rm\scriptscriptstyle B} T_1}{2\pi \, e^3 \, n_2 \, \sigma \ln \Lambda} \,,$$

из уравнений (9) и (12) раздела 1.1 получим следующую систему интегродифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \phi} - \left[2 + \frac{2}{\varepsilon(\phi)\,\mu z}\right] \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} - \frac{1}{z} \frac{(1-\mu^2)}{\mu} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} = 0\,,\tag{22}$$

$$\frac{d\varepsilon^2}{d\phi} = -2a_1b_1 \int_{-1}^{+1} f_{\mathbf{v}}(0,\mu,\phi) \, d\mu \,.$$
(23)

Дополним уравнение (22) граничным условием (10) при $\mu > 0$.

Чтобы решить эту непростую задачу, воспользуемся классическим методом характеристик (см. [77], § 3.3). Ищем решение в виде

$$f_{\mathbf{v}}(z,\mu,\phi) = f_{\mathbf{v}0}(X,Y),$$
 (24)

где *X* и *Y* определяются из системы обыкновенных дифференциальных уравнений для характеристик:

$$\frac{dz}{d\phi} = -2 - \frac{2}{\varepsilon \mu z}, \quad z(0) = X,$$

$$\frac{d\mu}{d\phi} = -\frac{1 - \mu^2}{\mu z}, \quad \mu(0) = Y.$$
(25)

В общем виде эту систему уравнений можно решить аналитически, но только в неявном виде. Однако, используя условие (13) в виде $\varepsilon \gg \mu z$, находим приближенное явное решение:

$$X = z + 2\phi,$$

$$Y = \operatorname{sign} \mu \left(\mu^2 + \frac{2\phi}{z}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\phi}{z}\right)^{-1/2}.$$
(26)

Здесь функция $\mathrm{sign}\,\mu=-1$ при $\mu<0$ и $\mathrm{sign}\,\mu=+1$ при $\mu\geq 0$.

Воспользуемся полученным решением и запишем выражение для функции $\varepsilon(\phi)$. Из уравнения (24) получаем

$$f_{\mathbf{v}}(0,\mu,\phi) = K(2\phi)^{-\gamma_{\mathbf{v}}} \Theta(2\phi - z_{min}).$$

Следовательно, используя (23), имеем

$$\frac{d\varepsilon^2}{d\phi} = -2a_1b_1 \int_{-1}^{+1} f_{\mathbf{v}}(0,\mu,\phi) \, d\mu = -4a_1b_1 \, K \, (2\phi)^{-\gamma_{\mathbf{v}}} \, \Theta(2\phi - z_{min}) \,. \tag{27}$$

Отсюда, интегрируя по ϕ , находим искомую функцию

$$\varepsilon(\phi) = \begin{cases} [2a_1b_1 K/(\gamma_{\mathbf{v}} - 1)]^{1/2} (2\phi_0)^{(1-\gamma_{\mathbf{v}})/2} = \varepsilon_0 = \text{const}, \ \phi < \phi_0 = z_{min}/2, \\ [2a_1b_1 K/(\gamma_{\mathbf{v}} - 1)]^{1/2} (2\phi)^{(1-\gamma_{\mathbf{v}})/2}, \qquad \phi > \phi_0. \end{cases}$$
(28)

Таким образом, согласно приближенному решению, электрическое поле обратного тока в мишени постоянно до глубины ϕ_0 , а на больших глубинах быстро уменьшается.

Простоты ради приближенное решение (28) было получено при условии $z_{max} \to \infty$, что, как отмечалось в разделе 1.4, вполне оправдано. Обратим внимание на еще одно естественное ограничение – энергию z_{cr} электронов, способных преодолеть турбулентный фронт (*TF* на рис. 3), разделяющий сверхгорячую горячую и более холодную плазму. Пороговая скорость убегания электронов, v_{cr} , определяется приближенной формулой [73]:

$$\upsilon_{cr} \approx 2.8 \left(\frac{k_{\scriptscriptstyle B} T_1}{m_e}\right)^{1/2},\tag{29}$$

которая соответствует возбуждению ионно-звуковых волн обратным током внутри турбулентного фронта. Следовательно, граничная функция распределения (10) описывает электроны со скоростью, большей скорости (29), т.е. минимальная энергия проникающих через турбулениный фронт электронов $z_{min} \geq z_{cr}$.

2.1.2 Функция распределения энергичных электронов

Чтобы найти функцию распределения ускоренных электронов в мишени, вместо приближенного решения (26) воспользуемся более точным решением системы характеристических уравнений, предложенным в [56] для убегающих сверхгорячих электронов:

$$X = z + \frac{1}{\varepsilon} \left[\ln \frac{1+Y}{1-Y} - \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right] + 2\phi, \qquad (30)$$

$$Y = \operatorname{sign} \mu \left(\mu^2 + \frac{2\phi}{z} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\phi}{z} \right)^{-1/2}.$$
 (31)

Отметим, что для электронов, летящих назад, т.е. возвращающихся в источник, функция распределения f_{vbf} не задается на границе (ср. (10)), а должна быть найдена из самосогласованного решения задачи. Естественным образом это соответствует тому, что в методе характеристик граничные условия задаются на входящих характеристиках. Используя граничную

функцию распределения летящих вперед электронов (10), из (30) и (31) сначала находим граничную функцию распределения электронов, летящих назад:

$$f_{\mathbf{v}\,bf} = K \left(z + \frac{2}{\varepsilon(z\mu^2/2)} \,\ln\frac{1-\mu}{1+\mu} \right)^{-\gamma_{\mathbf{v}}} \Theta(-\mu). \tag{32}$$

Теперь, с помощью (30) и (31), запишем искомое более аккуратное решение задачи внутри мишени

$$f_{\mathbf{v}}(z,\mu,\phi) = K\left(z+2\phi + \frac{1}{\varepsilon(x')}\left[\ln\frac{1+Y}{1-Y} - \ln\frac{1+\mu}{1-\mu}\right]\right)^{-\gamma_{\mathbf{v}}},\qquad(33)$$

где У определяется формулой (31), а электрическое поле

$$arepsilon(x') = egin{cases} arepsilon(\phi)\,, & \mu \ge 0\,, \\ & \ arepsilon(z\mu^2/2)\,, & \mu < 0\,. \end{cases}$$

В полученной функции распределения (33) выделим угловое распределение энергичных электронов [A1]:

$$f_{\mathbf{v}}(z,\mu,\phi) = K (z+2\phi)^{-\gamma_{\mathbf{v}}} H(z,\mu,\phi),$$
 (34)

где

$$H(z,\mu,\phi) = \left(1 + \frac{\ln\left[(1+Y)/(1-Y)\right] - \ln\left[(1+\mu)/(1-\mu)\right]}{\varepsilon(x')(z+2\phi)}\right)^{-\gamma_{\mathbf{v}}}.$$

На рис. 4 представлено угловое распределение $H(z, \mu, \phi)$ летящих назад ($\mu < 0$) электронов с энергией z на соответствующей потенциалу ϕ толще плазмы в мишени. Будем считать, что электроны, летящие вперед ($\mu \ge 0$), распределены изотропно. Тогда, как видно на рис. 4, функция распределения летящих назад электронов с глубиной становится более изотропной, а с ростом энергии частиц, напротив, анизотропия возрастает, но остается небольшой. Строго говоря, такие почти изотропные распределения энергичных электронов называть "пучками" представляется неуместным. Вместо этого мы будем часто пользоваться термином "поток энергичных электронов".



Рисунок 4. Угловое распределение энергичных электронов, летящих назад: (а) при различных значениях безразмерной энергии z на глубине $\phi = 0$, (б) на различных глубинах при безразмерной энергии z = 27. Расчеты выполнены для $\gamma_{\mathbf{v}} = 4$.

Рассмотрим вопрос о роли кулоновских столкновений в расчете функции распределения. Как отмечалось ранее условие (13) означает, что на небольших глубинах регулярные потери электронов на столкновения с частицами фоновой плазмы малы по сравнению с потерями энергии в электрическом поле обратного тока. Именно в таком приближении получено решение (26). Однако важно помнить, что летящие назад электроны до их прихода в рассматриваемую точку r на рис. З находились на бо́льших глубинах в мишени, где имели меньшие энергии и были подвержены воздействию более слабого электрического поля. Поэтому для них столкновения были существенны, а условие (13) не применимо. Следовательно, для корректного определения функции распределения f_v на больших толщах в мишени необходимо аккуратно учесть столкновения при определении граничной функции $f_{v bf}$, т.е. использовать вместо (26) более точные выражения (30) и (31). Однако, в отличие от классических, одномерных по скорости задач (раздел 1.3) теперь, в двумерной по скоростям задаче (раздел 2.1), достаточно быстрые электроны имеют возможность повернуть назад, сохраняя величину полной скорости больше тепловой скорости электронов в холодной плазме. Им удается обойти максимум потерь энергии на кулоновских столкновениях при изменении направления движения на противоположное. Данное обстоятельство является принципиальной особенностью двумерной по скоростям модели толстой мишени с обратным током.

2.2 Ускорение электронов в коллапсирующих магнитных ловушках

2.2.1 Ускорение Ферми первого порядка и бетатронный нагрев

Современные космические наблюдения Солнца [29, 54, 78] показали, что эффективность ускорения заряженных частиц в короне чрезвычайно высока. В главе 1 обсуждалось, что во время вспышки основным механизмом преобразования магнитной энергии в кинетическую энергию электронов является электрическое поле в области магнитного пересоединения. Однако во многих вспышках учета этого первичного ускорения оказывается недостаточно для интерпретации рентгеновских наблюдений в короне и хромосфере.

В [58] предложен необходимый дополнительный механизм ускорения электронов во вспышке. Показано, что электроны приобретают дополнительную энергию внутри корональных магнитных ловушек при уменьшении их размеров в продольном и поперечном направлениях. Это дополнительное ускорение электронов обусловлено двумя процессами [79]: (а) ускорением Ферми первого порядка при продольном сжатии (уменьшении длины) магнитной ловушки и (б) бетатронным ускорением – при сжатии поперечном. Схематически такая ловушка изображена на рис. 5 (ср. с *trap* на рис. 2).

Физическую сущность обоих процессов легко понять. Если период дви-



Рисунок 5. Схематическое представление магнитной ловушки, коллапсирующей в продольном (а) и поперечном (б) направлениях. L – длина ловушки, В – магнитное поле, \mathbf{v}_{\perp} и \mathbf{v}_{\parallel} – поперечная и продольная компоненты вектора скорости электрона e, траектория которого условно показана пунктиром; M_1 и M_2 – магнитные зеркала (пробки).

жения частицы между магнитными зеркалами M_1 и M_2 (рис. 5) много меньше времени жизни ловушки, а ларморовский радиус частицы много меньше масштабов длины изменения магнитного поля, и выполнены другие условия адиабатического приближения (см. [25, 80]), то в процессе уменьшения длины ловушки (рис. 5а) сохраняется продольный инвариант

$$p_{\parallel}L = p_{\parallel 0} L_0 = \text{const},$$
 (35)

а в процессе ее сжатия (рис. 5б) – инвариант поперечный

$$p_{\perp}^2/B = p_{\perp 0}^2/B_0 = \text{const}.$$
 (36)

Здесь p_{\parallel} и p_{\perp} – продольный и поперечный импульсы частицы, L_0 и B_0 – начальные значения длины ловушки и величины магнитного поля внутри нее, L = L(t) и B = B(t) – текущие значения длины ловушки и магнитного поля внутри нее.

Формулы (35) и (36) удобно переписать в безразмерных переменных $b(t) = B/B_0$ и $l(t) = L/L_0$:

$$p_{\parallel} = \frac{p_{\parallel 0}}{l},$$
 (37)

$$p_{\perp} = p_{\perp 0} \sqrt{b} \,. \tag{38}$$

По смыслу сказанного понятно, что $l \leq 1$ и $b \geq 1$. Выражение (37) соответствует ускорению Ферми первого порядка: при уменьшении со временем длины ловушки l растет продольный импульс частицы, и остается постоянным импульс поперечный. Напротив, бетатронное ускорение (38) увеличивает поперечный импульс и не меняет продольный. Во вспышках на Солнце одновременно работают оба механизма (рис. 2).

Формулы (37) и (38) характеризуют увеличение импульса и, следовательно, кинетической энергии электрона, захваченного в коллапсирующую магнитную ловушку. Теперь определим изменение его питч-угла при совместном действии двух механизмов ускорения. Для этого запишем в терминах безразмерных паременных выражение

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = l\sqrt{b} \left(\frac{p_{\perp 0}}{p_{\parallel 0}}\right) = l\sqrt{b} \operatorname{tg} \theta_{0}, \qquad (39)$$

где θ_0 и θ – начальный и текущий питч-углы электрона, соответственно. Из (39) следует, что при $l\sqrt{b} = 1$ ловушка не меняет углового распределения энергичных электронов. Если $l\sqrt{b} < 1$, то питч-угол по мере сжатия ловушки становится меньше, а механизм Ферми первого порядка является доминирующим. Напротив, при $l\sqrt{b} > 1$ питч-угол увеличивается и доминирующим становится бетатронное ускорение.

Электрон находится в ловушке и ускоряется до тех пор, пока не окажется в конусе потерь (рис. 6). Тангенс питч-угла в этот момент времени



Рисунок 6. Схематическое представление магнитной ловушки, удерживающей энергичные электроны. Электроны с питч-углом $\theta \leq \theta_{esc}$ беспрепятственно проходят через магнитные зеркала M_1 , M_2 и покидают ловушку. Электроны с питч-углом $\theta > \theta_{esc}$ остаются захваченными.

определяется формулой [80]:

$$\operatorname{tg} \theta_{esc} = \frac{1}{\sqrt{b_m/b - 1}},\tag{40}$$

а кинетическая энергия, записанная в безразмерном виде (раздел 1.1),

$$z = z_0 b_m \left(1 - \mu^2 \right).$$
(41)

Здесь z_0 – начальная энергия электрона; пробочное отношение $b_m = B_m/B_0$, где B_m – величина магнитного поля в пробках. Электроны с питч-углом $\theta \leq \theta_{esc}$ беспрепятственно проходят через них и высыпаются в хромосферу, где теряют энергию на кулоновские столкновения и генерируют тормозное жесткое рентгеновское излучение солнечной вспышки.

В завершении общего рассмотрения процессов ускорения в коллапсирующих корональных магнитных ловушках, напомним две нетривиальные особенности, свойственные этим процессам [79, 80].

Во-первых, поперечное сжатие коллапсирующей ловушки сопровождается бетатронным нагревом, но не влияет на величину энергии, приобретенной электроном в ходе ускорения за счет уменьшения длины ловушки. Энергия электрона в момент убегания из ловушки остается такой же, какой она была бы в коллапсирующей ловушке без сжатия [79]. Это связано с увеличением конуса потерь и, как следствие, более ранним убеганием электрона из ловушки, которое, тем не менее, в точности компенсируется более быстрым набором максимальной энергии (41) за счет бетатронного нагрева.

Такая особенность не означает отсутствия наблюдательных проявлений бетатронного ускорения. Напротив, в ловушке с бетатронным нагревом концентрация захваченных электронов и их интегральная кинетическая энергия достигают значений, в несколько раз превышающих [80] максимально возможные значения этих величин в ловушке с доминирующим ускорением Ферми. Следовательно, можно ожидать существенно бо́льших значений интенсивности жесткого рентгеновского излучения, генерируемого захваченными в ловушку электронами при их столкновении с тепловыми

частицами плазмы. Другими словами, во вспышках, в которых наблюдается яркий корональный источник жесткого рентгеновского излучения, логично предполагать наличие и высокую эффективность бетатронного нагрева энергичных электронов.

Во-вторых, из формулы (41) следует, что величина максимальной энергии, $z_{max} = z_0 b_m$, которую электроны приобретают в коллапсмрующей ловушке, зависит только от величины пробочного отношения b_m . Как отмечалось в [80], величина b_m может достигать значений $\gtrsim 100$, обеспечивая ускорение электронов до энергий ~ 1 МэВ.

2.2.2 Функция распределения электронов в коллапсирующей ловушке

В [80] показано, что при при уменьшении размеров ловушки, описываемых безразмерными переменными l(t) и b(t), число энергичных электронов, захваченных в ней,

$$N(t) = N_0 \frac{l\sqrt{b_m - b}}{\sqrt{1 + (b_m - b) l^2}},$$
(42)

а их функция распределения

$$f_{\mathbf{v}}(t,z,\mu) = \frac{l}{b} f_{\mathbf{v}\,0}\left(z\,\mathcal{A}_{\mu}\right). \tag{43}$$

Здесь функция

$$\mathcal{A}_{\mu} = \frac{1 + \left(bl^2 - 1\right)\mu^2}{b},$$

 N_0 – начальное число частиц в ловушке, f_{v0} – граничная функция распределения; см. (10) и (32).

Как известно, магнитное пересоединение в токовом слое вспышки происходит не монотонно, а скачками, в виде последовательных импульсов [25], в ходе которых образуются отдельные трубки пересоединных линий магнитного поля – коллапсирующие ловушки. Из (42) следует, что в зависимости от величины пробочного отношения b_m каждая такая ловушка во время своего существования может удерживать до 99 % электронов (см. рис. 3 в [80]), поступивших из токового слоя. Таким образом ловушка может существенно уменьшать поток энергичных электронов, высыпающихся из нее в хромосферу. В результате снижается до минимума интенсивность тормозного излучения энергичных электронов в хромосфере. Следовательно, возможны такие моменты времени, когда почти отсутствует жесткое рентгеновское излучение из хромосферного основания отдельной коллапсирующей ловушки при наличии яркого источника в ее корональной вершине. Это явление и было обнаружено нами на примере наблюдений вспышки 19 июля 2012 г. (см. раздел 4.2). Однако, во многих вспышках из-за наложения во времени друг на друга ловушек в разной фазе их эволюции наблюдаемая картина намного более сложная и многообразная, что происходит гораздо чаще.

С использованием формулы (43) в [81] найдено соотношение функций распределения электронов в текущий момент времени и в момент инжекции:

$$f_{\mathbf{v}}(z) = \frac{N_0}{N} \frac{l}{b} \int_{0}^{\sqrt{1-b/b_m}} f_{\mathbf{v}\,0}\left(z\mathcal{A}_{\mu}\right) d\mu \,. \tag{44}$$

Формула (44) применима для любого начального распределения f_{v0} энергичных электронов по скоростям. Подставив в (44) граничное условие (10), соответствующее степенному спектру инжекции, найдем выражение для нормировочной постоянной (см. (11)) функции распределения ускоренных электронов внутри коллапсирующей магнитной ловушки:

$$K' = K \frac{\sqrt{1 + (b_m - b) l^2}}{b \sqrt{b_m - b}} \int_{0}^{\sqrt{1 - b/b_m}} \left[\frac{1 + \mu^2 (bl^2 - 1)}{b} \right]^{-\gamma_{\mathbf{v}}} d\mu.$$
(45)

Итак, показатель наклона степенного спектра инжекции электронов, при их дополнительном ускорении внутри коллапсирующей магнитной ло-

вушки, остается степенным с тем же показателем γ_v , а коэффициент K при этом увеличивается в соответствии с формулой (45). Такая особенность ускорения электронов является существенным наблюдательным проявлением, позволяющим оценить наличие и эффективность коллапсирующих магнитных ловушек в корональной части вспышечных петель.

2.3 Специфические особенности объединенной модели

В данной главе представлена самосогласованная кинетическая модель распространения электронов в солнечных вспышках, в которой учтены и эффект электрического поля обратного тока, и ускорение в коллапсирующих магнитных ловушках, формирующихся в вершинах вспышечных петель. Обсудим особенности такой объединенной модели.

Еще в пионерских работах [55, 75, 82] было показано на уровне простых оценок, что учет обратного тока, который компенсирует электрический ток, несомый потоком ускоренных электронов, совершенно необходим. Действительно, при его отсутствии пучки ускоренных электронов порождали бы неприемлемо большие электрические токи (≳ 10¹⁷ Ампер) и, соответственно, гигантские магнитные поля, которые в солнечных вспышках не наблюдаются [83–86].

Чтобы рассчитать самосогласованным образом электрическое поле обратного тока и его влияние на процесс распространения в атмосфере Солнца энергичных электронов с учетом их кулоновских столкновений с тепловым частицами плазмы, нельзя ограничиться простыми моделями, которые принимают во внимание средние скорости изменения энергии и рассеяния для быстрых электронов, но пренебрегают дисперсией средних значений [87]. Необходимо (разделы 1.1 и 2.1) аккуратно решать соответствующую двумерную по скоростям кинетическую задачу [56, 57, A1, A3]. Как будет показано ниже, это особенно важно при расчете таких чувствительных

характеристик, как спектр и поляризация тормозного излучения энергичных электронов, в первую очередь с целью их диагностики на основе космических наблюдений Солнца в жестком рентгеновском диапазоне.

Обратный ток существенно влияет на характер распространения ускоренных электронов в атмосфере Солнца. Из-за преобладания потерь энергии в электрическом поле обратного тока над потерями энергии на кулоновских столкновениях функция распределения электронов, полученная в модели с обратным током, должна значительно превышать функцию распределения, полученную в классическом приближении толстой мишени. Плотность потока энергичных электронов в модели с обратным током много больше, чем плотность потока в классической модели толстой мишени без обратного тока. При этом (см. рис. 4) функция распределения энергичных электронов становится более изотропной по мере проникания в мишень, а с ростом их энергии, напротив, ее анизотропия возрастает.

С ростом качества, разрешения и чувствительности современных приемников электромагнитного излучения на космических аппаратах, изучающих Солнце, неуклонно растет количество вспышек [88], в которых наблюдаются яркие корональные источники жесткого рентгеновского излучения; первые наблюдения см. в [89]. Естественная интерпретация таких вспышек – кинетические модели с коллапсирующими магнитными ловушками в короне. Сжимаясь, ловушки, не только эффективно удерживают электроны, но и увеличивают их суммарную кинетическую энергию, что в совокупности существенно увеличивает интенсивность жесткого рентгеновского излучения в корональном источнике.

Следуя [58], оценим характерное время жизни корональной ловушки. Как отмечалось во Введении (рис. 1), вершины вспышечных петель движутся в направлении к хромосфере со скоростью V_1 . Характерное значение этой скорости – $V_1 \gtrsim 10^3$ км/с. Пусть на момент начала сжатия характер-

ный размер ловушки $L_0 \sim 10^4$ км, а в концеL=0,тогда время ее жизни составляет

$$t_{trap} \approx L_0/V_1 \lesssim 10 \, \mathrm{c}$$

В зависимости от балла вспышки длительность ее импульсной фазы варьируется в широких пределах и в среднем может быть ≥ 100 с. За это время создаются и уничтожаются несколько коллапсирующих ловушек в короне. За время наблюдения импульсной фазы вспышки интенсивности коронального и хромосферного источников жесткого рентгеновского излучения неоднократно меняются. Однако в отсутствии инструментов достаточного пространственного и временного разрешения проследить за развитием каждой коллапсирующей ловушки в отдельности невозможно. По этой причине при интерпретации наблюдений под "моделью ловушки" будем понимать усреднение по ансамблю коллапсирующих ловушек, присутствующих во вспышке в заданный усреднением интервал времени.

Чтобы оценить эффективность ускорения электронов в такой "усредненной коллапсирующей ловушке" [81], необходимо оценить ее пробочное отношение b_m , которое, как правило, неизвестно из наблюдений. Будем подбирать этот свободный параметр модели так, чтобы рассчитанная интенсивность жесткого рентгеновского излучения в короне максимально соответствовала наблюдаемой. Кроме того, оценки эффективных параметров сжатия b_{eff} и l_{eff} усредненной ловушки позволят нам оценить относительную роль ускорения Ферми и бетатронного нагрева. Перечисленные упрощения порождают определенную свободу в интерпретации наблюдений, что имеет свои преимущества и дает реальную возможность понять особенности физики ускорения энергичных электронов в коллапсирующих ловушках; см., например, рис. 17 и 18. * * *

Первым результатом второй главы (раздел 2.1) является самосогласованная кинетическая модель распространения энергичных электронов с учетом обратного тока. Она представляет собой аналитическое решение (33) кинетической задачи (3)–(5), (9) с граничным условием (10). В [A4] и [A5] показано, что найденное нами решение хорошо описывает функцию распределения, как на малых толщах в мишени ($r \sim 0$, приближение тонкой мишени), так и на больших ($r \rightarrow \infty$, приближение толстой мишени с обратным током). Действительно, в первом случае граничная функция распределения почти не претерпевает изменений, связанных с действием электрического поля обратного тока и кулоновских столкновений, и определяется соотношениями (10) и (32). Во втором случае, по мере распространения в короне и хромосфере ускоренных электронов, функция распределения существенно меняется (см. (33)) из-за воздействия на ускоренные электроны электрического поля обратного тока и кулоновских столкновений с электроны электрического поля обратного тока и кулоновских столкновений с электроны

Второй принципиальный результат (раздел 2.2) состоит в учете эффекта коллапсирующих ловушек. Модель тонкой мишени дополняется моделью коллапсирующей магнитной ловушки в соответствии с выражением (45). С помощью полученных во второй главе решений теперь можно моделировать конкретные солнечные вспышки и интерпретировать данные наблюдений не только жесткого рентгеновского, но и микроволнового излучения. Для этого в главе 3 подбираются плотность потока энергии F и показатель наклона спектра инжекции γ_v так, чтобы модельные характеристики спектра жесткого рентгеновского излучения хромосферного источника соответствовали данным наблюдений. На основе этих результатов затем рассчитывают-

ся параметры спектра коронального источника. Напомним, что параметрами модели являются: температура сверхгорячей и холодной плазмы T_1 и T_2 , концентрация холодной плазмы n_2 и величина пробочного отношения b_m .

2.4 Аналитическая модель распространения тепловых убегающих электронов

2.4.1 Решение в малой окрестности оси потока убегающих электронов

Как отмечалось в разделе 1.5, кинетическое уравнение (20) позволяет описать распространение тепловых убегающих электронов в атмосфере Солнца. Сначала будем искать его решение в окрестности точки $\mu = 1$, т.е. на оси потока убегающих электронов ($\theta = 0$). Пренебрегая двумя последними слагаемыми, которые содержат множитель $(1 - \mu^2)$, получим уравнение

$$z^{2}\mu \frac{\partial \varphi}{\partial s} - 2z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \left(1 - \tau \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) - 2\tau z \frac{\partial^{2} \varphi}{\partial z^{2}} + 2\mu \frac{\partial \varphi}{\partial \mu} = 0.$$
 (46)

Заметим, что сверхгорячие электроны, движущиеся под углом θ к оси x (рис. 3), проходят путь, равный $x/\cos \theta = x/\mu$. Поскольку мы ищем приближенное решение уравнения (46) и не хотим усложнять его, будем считать, что локально в каждой точке x приращение толщи ds пропорционально dx, причем $ds = n \, dx$. Это означает, что локально мы пренебрегаем зависимость n от x. Тогда зависимость от s и μ в (46) входит в виде комбинации $\eta = s/\mu$, и решение уравнения (46) будет зависеть от переменной η . Подставив $\eta = s/\mu$ в (46), получим уравнение

$$z^{2}\frac{\partial\varphi}{\partial\eta} - 2\eta\frac{\partial\varphi}{\partial\eta} - 2z\frac{\partial\varphi}{\partial z}\left(1 - \tau\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) - 2\tau z\frac{\partial^{2}\varphi}{\partial z^{2}} = 0.$$
(47)

Учитывая малость параметра $\tau,$ будем искать решение этого уравнения в виде

$$\varphi\left(\eta, z\right) = \Phi_0\left(\eta, z\right) + \Phi_1\left(\eta, z\right) \,, \tag{48}$$

где $\Phi_1\left(\eta,z\right)=0$ при $\tau=0.$ Функция $\Phi_0\left(\eta,z\right)$ удовлетворяет линейному уравнению

$$z^{2} \frac{\partial \Phi_{0}}{\partial \eta} - 2\eta \frac{\partial \Phi_{0}}{\partial \eta} - 2z \frac{\partial \Phi_{0}}{\partial z} = 0.$$
(49)

Данное уравнение решаем методом характеристик. В результате получаем общее решение

$$\Phi_0(\eta, z) = \mathcal{G}\left(z + \frac{2\eta}{z}\right), \qquad (50)$$

где G – произвольная функция.

В области высоких энергий ($z \to \infty$) кулоновские столкновения электронов с частицами плазмы редки, поэтому исходное тепловое распределение не меняется с глубиной η . В терминах нашей модели это означает справедливость граничного условия

$$\Phi_0(\eta, z) \to z$$
 при $z \to \infty$. (51)

С учетом этого условия из общего решения G выбираем

$$\Phi_0\left(\eta, z\right) = z + \frac{2\eta}{z} \,. \tag{52}$$

Теперь учтем нелинейные члены в уравнении (47). Пусть

$$\Phi_1(\eta, z) = \psi_1(\eta, z) \tau + \psi_2(\eta, z) \tau^2 + \dots$$
(53)

Подставляя в (47) искомое решение в виде (52), (53) и, пренебрегая высокими степенями 1/z, получаем уравнение для $\psi_1(\eta, z)$:

$$z^{2}\frac{\partial\psi_{1}}{\partial\eta} - 2\eta\frac{\partial\psi_{1}}{\partial\eta} - 2z\frac{\partial\psi_{1}}{\partial z} + 2\left(z - \frac{4\eta}{z}\right) = 0.$$
 (54)

Это уравнение также решаем методом характеристик. Сначала находим общее решение

$$\psi_1(\eta, z) = \mathcal{R}\left(z + \frac{2\eta}{z}\right) - 2\left(z + \frac{2\eta}{z}\right)\ln z + 3z.$$
(55)

где R – произвольная функция. Потребуем, чтобы

$$\psi_1(\eta, z) \to 0$$
 при $z \to \infty$ (56)

и фиксированном η . С учетом этого условия находим

$$\psi_1(\eta, z) = -2\eta/z$$
. (57)

Итак, в первом порядке по малым параметрам τ и 1/z искомое решение уравнения (47) имеет вид

$$\varphi\left(s, z, \mu\right) = z + (1 - \tau) \frac{2s}{\mu z}.$$
(58)

В силу малости au перепишем эту формулу в окончательном виде

$$\varphi\left(s,z,\mu\right) = z + \frac{2s}{\mu z}.$$
(59)

Полученный результат означает, что в рамках выбранного приближения здесь и в дальнейшем можно пренебрегать в уравнении (46) диффузией по энергии. Главными являются регулярные потери энергии сверхгорячих электронов при кулоновских соударениях с частицами горячей плазмы, а не диффузия по энергии. Разумеется, следует помнить, что энергетическая диффузия может оказаться существенной в области низких энергий, т.е. при $z \rightarrow 1$.

2.4.2 Решение вне оси потока убегающих электронов

Напомним, что решение (59) справедливо лишь в малой окрестности точки $\mu = 1$. Чтобы найти функцию распределения для сверхгорячих электронов с бо́льшими значениями питч-угла, вернемся к уравнению (20). Положим в нем $\tau = 0$, получаем уравнение

$$z^{2}\mu\frac{\partial\varphi}{\partial s} - 2z\frac{\partial\varphi}{\partial z} + 2\mu\frac{\partial\varphi}{\partial\mu} + (1-\mu^{2})\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\mu}\right)^{2} - (1-\mu^{2})\left(\frac{\partial^{2}\varphi}{\partial\mu^{2}}\right) = 0.$$
 (60)

Будем искать его решение в виде ряда по степенями малого параметра $(1 - \mu)$:

$$\varphi(s, z, \mu) = \varphi_0(s, z) + \varphi_1(s, z) (1 - \mu) + \varphi_2(s, z) (1 - \mu)^2 + \dots,$$
(61)

где в силу (59)

$$\varphi_0(s,z) = \varphi(s,1,z) = z + \frac{2s}{z}.$$
(62)

Подставив (61) в (60) и приравняв члены с одинаковыми степенями $(1 - \mu)$, получим цепочку уравнений для функций $\varphi_i(s, z)$. Первые два уравнения этой цепочки имеют вид:

$$z^2 \frac{\partial \varphi_0}{\partial s} - 2z \frac{\partial \varphi_0}{\partial z} - 2\varphi_1 = 0, \qquad (63)$$

$$-z^{2}\frac{\partial\varphi_{0}}{\partial s} + 4s^{2}\frac{\partial\varphi_{1}}{\partial s} - 2z\frac{\partial\varphi_{1}}{\partial z} + 2\varphi_{1} + 2\varphi_{1}^{2} - 8\varphi_{2} = 0.$$
 (64)

Пренебрегая высшими степеням
и1/z,из (62) – (64) находим

$$\varphi_1(s, z, \mu) = 2s/z, \qquad \varphi_2(s, z, \mu) = s/z.$$
 (65)

Таким образом получаем искомую функцию распределения

$$\varphi(s, z, \mu) = z + 2\frac{s}{z} + 2\frac{s}{z}(1-\mu) + \frac{s}{z}(1-\mu)^2.$$
(66)

2.4.3 Зависимость направленности потока электронов от энергии

Перейдем от безразмерных переменных s и z к их физическим аналогам – толще плазмы ξ , определяемой по формуле

$$\xi(r) = \int_0^r n_2(x) \, dx, \quad \mathbf{C}\mathbf{M}^{-2} \,, \tag{67}$$

где интегрирование производится вдоль магнитного поля, и кинетической энергии электрона $\mathcal{E} = m_e v^2/2$. В этих терминах из (66) и (21) следует, что функция распределения сверхгорячих электронов экспоненциально убывает с глубиной проникания в горячую плазму. Количество электронов с энергией z, прилетающих под углом θ к оси x (рис. 3) и прошедших в плазме толщу $\xi(r)$

$$N_e \sim \exp\left(-s/s_z\right) = \exp\left(-\frac{\xi}{\xi_T}\frac{1}{z^2\,\mu}\right)\,. \tag{68}$$

В соответствии с определением безразмерной толщи здесь учтено, что $s=\xi/\xi_T$. Толща

$$\xi_T = l_T n_1$$

где

$$l_T = \frac{\left(k_B T_1\right)^2}{\pi e^4 n_1 \ln \Lambda}$$

– длина свободного пробега электронов в сверхгорячей плазме. Безразмерная толща $s_z = z^2 \mu$ соответствует длине свободного пробега в горячей плазме убежавших электронов с энергией z, которые двигаются с питч-углом μ .

Рассмотрим электроны с энергией ${\mathcal E}$ в области

$$k_B T_1 \left(\frac{\xi}{\xi_T}\right)^{1/2} \le \mathcal{E} \le k_B T_1 \left(\frac{\xi}{\xi_T}\right)^{1/2} + k_B T_1.$$
(69)

Они составляют большую часть всех электронов, описываемых функцией (66), поскольку $N_e \sim e^{-\mathcal{E}/k_B T_1}$. Из (68) видно, что большинство электронов достигает глубины ξ в растворе угла:

$$\frac{\xi}{\xi_T} \left(\frac{k_B T_1}{\mathcal{E}}\right)^2 \lesssim \mu \,. \tag{70}$$

Оценив величину $(k_B T_1 / \mathcal{E})^2$ из (69), получаем оценку направленности функции распределения (66):

$$\mu \gtrsim \frac{\xi}{\left(\xi^{1/2} + \xi_T^{1/2}\right)^2}.$$
(71)

Соотношение (71) свидетельствует о правомерности разложения (61) и, следовательно, о справедливости решения (66) при $\xi \gg \xi_T$.

В области $0 \leq \xi \leq \xi_T$, примыкающей к турбулентному фронту (*TF* на рис. 1), функция распределения сверхгорячих электронов имеет иной вид. Электроны, описываемые этой функцией распределения, слабо взаимодействуют с горячими электронами, поэтому, пренебрегая в уравнении (60) явной зависимостью от μ , получаем искомую функцию распределения в области $0 \leq \xi \leq \xi_T$:

$$\varphi\left(s,z\right) = z + 2\frac{s}{z}.$$
(72)

Однако эта функция распределения не может быть изотропной. Анизотропию ее можно учесть, если приписать функцию (72) лишь тем электронам, которые еще не провзаимодействовали с плазмой, т.е. летящие под углом μ таким, что

$$1 > \mu > \frac{\xi}{\xi_T} \left(\frac{k_B T_1}{\mathcal{E}}\right)^2.$$
(73)

Окончательно, перепишем теперь функцию распределения сверхгорячих электронов в размерных переменных. Получим

$$f_{\mathbf{v}}\left(\xi, \mathcal{E}, \theta\right) = \left\{ \begin{array}{l} \exp\left[-\left(\frac{\mathcal{E}}{k_{B}T_{1}}+2\frac{\xi}{\xi_{T}}\frac{k_{B}T_{1}}{\mathcal{E}}\right)\right],\\ \cos\theta > \frac{\xi}{\xi_{T}}\left(\frac{k_{B}T_{1}}{\mathcal{E}}\right)^{2}, \quad \xi < a\xi_{T}, \quad \mathcal{E} > k_{B}T_{1}\left(\frac{\xi}{\xi_{T}}\right)^{1/2};\\ \exp\left[-\left(\frac{\mathcal{E}}{k_{B}T_{1}}+2\frac{\xi}{\xi_{T}}\frac{k_{B}T_{1}}{\mathcal{E}}\left(2-\cos\theta\right)+\frac{\xi}{\xi_{T}}\frac{k_{B}T_{1}}{\mathcal{E}}\left(1-\cos\theta\right)^{2}\right)\right],\\ \cos\theta \gtrsim \frac{\xi}{\left(\xi^{1/2}+\xi_{T}^{1/2}\right)^{2}}, \quad \xi > a\xi_{T}, \quad \mathcal{E} > k_{B}T_{1}\left(\frac{\xi}{\xi_{T}}\right)^{1/2};\\ \exp\left[-\left(\frac{\mathcal{E}}{k_{B}T_{1}}+2\left(\frac{\xi}{\xi_{T}}\right)^{1/2}\right)\right], \quad \mathcal{E} < k_{B}T_{1}\left(\frac{\xi}{\xi_{T}}\right)^{1/2}. \end{array} \right.$$
(74)

Здесь K_{th} – нормировочная постоянная (ср. (11)). Параметр *a* выбирается таким образом, чтобы обеспечить сшивку первых двух распределений в (74). Выбор этого параметра несколько влияет на степень анизотропии сверхгорячих электронов и, следовательно, на величину поляризации их тормозного излучения. Однако, как показано в работе [A6], это влияние проявляется лишь при столь высоких энергиях, где поток жесткого рентгеновского излучения пренебрежимо мал с точки зрения практических возможностей измерения поляризации. В области энергий тормозного излучения $h\nu \approx 10-30$ кэВ выбор параметра a не является существенным. Оценки величины поляризации, полученные на основе функции распределения (74), приведены в разделе 3.2.

3 Жесткое рентгеновское и микроволновое излучение солнечных вспышек

В предыдущих главах представлена объединенная кинетическая модель ускорения и взаимодействия с атмосферой Солнца электронов. Она может быть эффективно использована для интерпретации наблюдений солнечных вспышек. Ускоренные электроны распространяются вдоль линий магнитного поля, образующих вспышечные петли, и генерируют всплески тормозного излучения в жестком рентгеновском диапазоне и магнитормозного (гиросинхротронного) излучения в микроволновом диапазоне. Будем предполагать, что каждый из указанных видов электромагнитного излучения связан с одной и той же популяцией ускоренных электронов, т.е. электронов, имеющих единый энергетический спектр при низких ($\mathcal{E} \leq 120$ кэВ) и высоких ($\mathcal{E} \geq 120$ кэВ) энергиях. При этом наблюдения в двух диапазонах дают нам независимую диагностику и проверку кинетической модели ускорения и распространения электронов во вспышке. Рассмотрим каждый из механизмов отдельно.

3.1 Сечение тормозного излучения и его спектр

Сначала, основываясь на функции распределения (33), рассчитаем спектр тормозного жесткого рентгеновского излучения. Пусть $\mathcal{E}_{\nu} = h\nu/k_{\rm B}T_1$ – безразмерная энергия фотона, ϑ – угол между волновым вектором k и скоростью электрона v. В [90] приведены дифференциальные сечения тормозного излучения фотонов, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости (v, k):

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \sigma_{\parallel}}{\partial \Omega \,\partial(h\nu)} &= C \left(A + B \sin^2 \vartheta \right) \sigma_0, \\ \frac{\partial^2 \sigma_{\perp}}{\partial \Omega \,\partial(h\nu)} &= C A \,\sigma_0, \end{aligned}$$

где

$$\begin{split} A &= \frac{z - \mathcal{E}_{\nu}/2}{\sqrt{z(z - \mathcal{E}_{\nu})}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z - \mathcal{E}_{\nu}}}{\sqrt{z} - \sqrt{z - \mathcal{E}_{\nu}}} - 1 \,, \\ B &= \frac{(3/2) \,\mathcal{E}_{\nu} - z}{\sqrt{z(z - \mathcal{E}_{\nu})}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z - \mathcal{E}_{\nu}}}{\sqrt{z} - \sqrt{z - \mathcal{E}_{\nu}}} + 3 \,, \\ C &= \frac{1}{z \mathcal{E}_{\nu}} \frac{1 - \exp\left(-2\pi \,\alpha c \,\sqrt{m_e/2z \, k_{\text{B}} T_1}\right)}{1 - \exp\left(-2\pi \,\alpha c \,\sqrt{m_e/2} \, (z - \mathcal{E}_{\nu}) \, k_{\text{B}} T_1\right)} \,, \\ \sigma_0 &= \frac{\alpha}{2\pi} \frac{m_e c^2}{k_{\text{B}} T_1} \frac{r^2_0}{k_{\text{B}} T_1} \,, \end{split}$$

 $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры, $r_0 = e^2/m_e c^2$ – классический радиус электрона, $\partial \Omega$ – элемент телесного угла.

Пусть $I_{HXR\parallel}$ и $I_{HXR\perp}$ – потоки жесткого рентгеновского излучения исследуемого источника с поляризацией параллельной и перпендикулярной плоскости, образованной лучом зрения (направлением из источника излучения на наблюдателя) и магнитным полем в источнике, т.е. направлением распространения потока электронов (рис. 7). Тогда согласно полученным в [91] формулам для потока жесткого рентгеновского излучения имеем

$$I_{HXR} = I_{HXR\perp} + I_{HXR\parallel} =$$

$$= \kappa \left[8 \int_{\mathcal{E}_{\nu}}^{\infty} AC \left(\int_{0}^{\infty} L_{0} d\xi \right) z dz \int_{\mathcal{E}_{\nu}}^{\infty} BC \left(\int_{0}^{\infty} L_{0} d\xi \right) z dz + \frac{12 \sin^{2} \psi - 8}{15} \int_{\mathcal{E}_{\nu}}^{\infty} BC \left(\int_{0}^{\infty} L_{2} d\xi \right) z dz \right]. \quad (75)$$

Здесь ψ – угол между лучом зрения и направлением распространения потока убегающих электронов; $L_0 = L_0(z, \phi)$ и $L_2 = L_2(z, \phi)$ – коэффициенты разложения функции распределения (33) в ряд по полиномам Лежандра. Как и ранее, толща плазмы ξ вдоль магнитного поля от границы TF до некоторой глубины r (см. рис. 3) определяется выражением (67). Использование величины ξ в рассматриваемой здесь модели толстой мишени очень удобно, поскольку позволяет избежать необходимости делать предположения о распределении концентрации плазмы в мишени [11] и протяженности рентгеновского источника. В (75) верхний предел интегрирования по толще ξ источника равен бесконечности. Величина

$$\kappa = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{r_0}{R}\right)^2 m_e c^2 \frac{K S_{HXR}}{m_e^2}$$

имеет размерность, равную числу фотонов кэВ⁻¹ с⁻¹. В формуле (75) выражение в квадратных скобках имеет размерность см⁻². *R* – расстояние от Солнца, *S*_{*HXR*} – характерная площадь источника излучения.



Рисунок 7. Схема модельного расчета поляризации тормозного излучения. k – волновой вектор рентгеновского фотона, ψ – угол между лучом зрения и направлением распространения потока убегающих электронов (ось x на рис. 1), θ – питч-угол электрона, Q_{\parallel} – плоскость параллельной поляризации излучения, \mathbf{e}_{\perp} – нормаль к плоскости Q_{\parallel} .

* * *

С точки зрения проверки исходных предположений модели первой характеристикой спектра жесткого рентгеновского излучения является его наклон. Он не только может быть непосредственно измерен, но и характеризует процесс ускорения электронов, поскольку определяется их функцией распределения. Если в (75) подставить решение (17), то при $s \to \infty$ и $s \to 0$ нетрудно получить классические спектры тормозного жесткого рентгеновского излучения для моделей толстой и тонкой мишени. Соответствующие

формулы в рамках классических моделей вспышки получены в [11, 44], где в частности приведены следующие хорошо известные соотношения для показателей наклона спектров:

$$\varphi_{\scriptscriptstyle Cor} = \gamma_{\scriptscriptstyle SS} + 1$$
для тонкой мишени, (76)

$$\varphi_{ch} = \gamma_{ss} - 1$$
 для толстой мишени. (77)

Во избежание путаницы определим также связь между показателями наклона спектров инжекции:

$$\gamma_{\scriptscriptstyle SS} = \gamma_{\scriptscriptstyle \mathcal{E}} - 1/2 = \gamma_{\scriptscriptstyle \mathbf{v}} - 1, \tag{78}$$

где γ_{ss} – показатель наклона энергетического спектра потока ускоренных электронов, γ_{ε} – показатель наклона энергетического спектра плотности ускоренных электронов (см. (10)). Напомним, что показатель γ_{v} характеризует распределение частиц не по энергии, а по вектору скорости v в двумерном пространстве скоростей.

3.2 Поляризация жесткого рентгеновского излучения

Помимо показателя наклона спектра, правильность предположений о характере распространения энергичных электронов в атмосфере Солнца во время вспышек (т.е. выбор модели) может быть проверена путем расчета и сравнения с наблюдениями интенсивности излучения и его границ. Менее тривиальным и весьма чувствительным представляется сравнение теоретических предсказаний поляризации жесткого рентгеновского излучения, рассчитанной в рамках соответствующих моделей, с данными спутниковых наблюдений [92]. Поляризацию жесткого рентгеновского излучения определяется выражением

$$P = \frac{I_{HXR\perp} - I_{HXR\parallel}}{I_{HXR\perp} + I_{HXR\parallel}}.$$
(79)

Пример расчета поляризации [A2], вычисленной в двумерной по скоростям модели толстой мишени с обратным током (раздел 2.1), представлен на рис. 8. Поляризация положительна и принимает очень маленькие



Рисунок 8. Поляризация жесткого рентгеновского излучения вблизи границы толстой мишени в зависимости от энергии фотонов $h\nu$ при различных значениях угла ψ . Расчеты выполнены для величин $\gamma_{\mathbf{v}} = 4$ и $F = 10^{11}$ эрг см⁻² с⁻¹.

значения ввиду слабой анизотропии функции распределения (33). Наибольшие значения поляризации ~ 3 % достигаются при наименьших значениях энергии фотонов, с ростом энергии величина поляризации монотонно уменьшается. При уменьшении угла ψ между лучем зрения и направлением распространения потока быстрых электронов, т.е. осью *x* на рис. 3, величина поляризации тоже уменьшается. Столь низкие значения поляризации рентгеновского излучения ($\lesssim 3$ %) вполне естественны и связаны с двумя обстоятельствами.

Во-первых, при выборе граничной функции распределения (10) сдела-

но допущение о ее изотропности. Это связано с тем, что однозначного ответа на вопрос об угловых распределениях внутри "пучков" инжектируемых электронов до настоящего времени не существует. Равно, в настоящее время нет и столь точных наблюдений поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек, которые могли бы подтвердить те или иные предположения.

Во-вторых, в рамках используемой нами кинетической модели значения поляризации $P \neq 0$ обусловлены анизотропией углового распределения летящих назад электронов пучка, которая с глубиной в мишени уменьшается (рис. 4). Последнее обстоятельство непосредственно влияет на уменьшение поляризации жесткого рентгеновского излучения и связано с действием на энергичные электроны электрического поля обратного тока (и кулоновских столкновений при $s \to \infty$). Из этого следует допустимость предположения об изотропности граничной функции распределения электронов (10). Действительно, даже при начальной анизотропии с глубиной происходит ее быстрая изотропизация (см. раздел 5 в [57]), а величина поляризации тормозного излучения уменьшается.

Строго говоря, полученный результат справедлив для глубин в мишени, где электрическое поле обратного тока $\varepsilon \gg 1$. На бо́льших глубинах функция распределения должна переходить к виду, который она имеет в двумерной по скоростям столкновительной модели. Однако число энергичных электронов на этих глубинах значительно меньше начального. Поэтому главный вклад в поляризацию излучения дают электроны вблизи от их источника. При этом степень поляризации почти не зависит от толщи, т.е. вблизи границы мишени. Более подробно данный вопрос рассмотрен в [57].

Поляризация, рассчитанная с учетом электрического поля обратного тока, на порядок величины меньше, чем в упрощенной модели толстой мишени [93, 94]. Значения степени поляризации $\gtrsim 30\%$ были характерны для

первых измерений поляризации на космических аппаратах "Интеркосмос-1, -4, -7, -11". Полученные тогда наблюдательные данные имели ошибки измерения, сравнимые с измеренными величинами; см. [94, 95].



Рисунок 9. Поляризация тормозного жесткого рентгеновского излучения, генерируемого сверхгорячими убегающими электронами, в зависимости от энергии фотонов $h\nu$ при различных значениях угла ψ . Подробнее см. [A6].

Важно также напомнить, что согласно современным наблюдениям жесткого рентгеновского излучения энергия $h\nu \sim 15$ кэВ находится в той области спектра, где имеет место наложение нетепловой и тепловой компонент тормозного излучения; см., например, [29]. Это значит, что поляризация может определяться не только ускоренными электронами со степенным спектром, но и сверхгорячими (тепловыми) электронами (разделы 1.5 и 2.4), спектр которых мало отличается от максвелловского. Расчеты величины поляризации жесткого рентгеновского излучения, генерируемого тепловыми убегающими электронами [А6], выполнены на основе функции распределения (74) и представлены на рис. 9. Согласно этим рас-

четам максимальная поляризация тормозного излучения сверхгорячих убегающих электронов может достигать 6 % при энергии фотонов $h\nu \approx 15$ кэВ. Однако столь большая поляризация могла бы быть, если бы угол между лучом зрения и направлением распространения сверхгорячих электронов $\psi = 90^{\circ}$. Имея в виду гелиоцентрическое распределение солнечных вспышек, мы должны отдать предпочтение более вероятному значению $\psi \approx 45^{\circ}$ и, следовательно, принять в качестве наиболее вероятных значений поляризации $P \lesssim 3 - 4$ % для тормозного излучения убегающих свергорячих электронов.

Сопоставляя рис. 8 и 9, нетрудно видеть, что поляризация рентгеновского излучения, генерируемого тепловыми и нетепловыми электронами, отличается по знаку и абсолютной величине. Чтобы объяснить такой результат, необходимо сравнить функции распределения (33) и (74) с учетом выражений для сечений тормозного излучения [90], поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости Q_{\parallel} (см. рис. 7).

Как уже отмечалось, анизотропия функции (33) на границе мишени небольшая и обусловлена летящими назад электронами (распределение летящих вперед частиц предполагалось изотропным; см. главу 2). Под действием электрического поля обратного тока такая функция распределения с глубиной проникания в мишень быстро изотропизуется. Указанные обстоятельства определяют низкие значения поляризации генерируемого такими электронами тормозного рентгеновского излучения. При значениях электрического поля $\varepsilon \gtrsim 1$ в функции распределения (33) присутствует значительное количество частиц со значениями косинуса питч-угла $|\mu| \ll 1$, вследствие чего (см. формулу (3.11) в [90]) $I_{HXR\perp} - I_{HXR\parallel} > 0$ и ожидаемая величина поляризации генерируемого излучения положительная. Функция (74) вблизи границы мишени описывает изотропно распределенные по углам вперед летящие электроны (двигающиеся в обратном направ-

лении частицы отсутствуют), а ее эволюция определяется исключительно кулоновскими столкновениями. Как следствие, с глубиной данная функция убывает медленнее, становясь более направленной ($\mu \sim 1$). При больших толщах (третий случай в выражении (74)) функция становится изотропной. Перечисленные особенности обеспечивают отрицательную величину поляризации излучения.

Как и раньше, в настоящее время точность измерения поляризации на существующих рентгеновских телескопах не достаточна для проверки предсказаний представленных нами моделей. Высокоточные измерения поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек планируются в будущих космических экспериментах [92] и можно надеяться, что они будут использованы в качестве еще одного (помимо свойств спектра) независимого способа проверки корректности модельных предположений.

3.3 Спектр микроволнового излучения

Начиная с классических работ [46, 49, 96, 97] известно, что в многообразных космических условиях ускоренные электроны, вращаясь с высокими скоростями в магнитном поле, порождают магнитотормозное излучение. В умеренно-релятивистском случае оно называется гиросинхротронным. Во вспышках на Солнце электроны достаточно высоких энергий, будучи захваченными в корональные магнитные ловушки (разделы 1.4 и 2.2) и распространяясь в короне и хромосфере вдоль линий магнитного поля, генерируют всплески гиросинхротронного излучения в микроволновом диапазоне. При этом электроны с энергиями ≲ 100 кэВ формируют часть спектра на низких и средних частотах. В то же время высокочастотная часть спектра всецело обусловлена излучением электронов с энергиями ≳ 1 МэВ, для которых существенную роль играют релятивистские эффекты.

Типичный вид спектра микроволнового излучения солнечной вспыш-



Рисунок 10. Наблюдаемый спектр микроволнового излучения солнечной вспышки 31 декабря 2007 г. Хорошо видно уменьшение интенсивности в области низких частот, связанное с самопоглощением гиросинхротронного излучения и эффектом Разина.

ки показан на рис. 10 (см. [98]). Спектр имеет максимум на частоте $\sim 2-3$ ГГц. Его правая (высокочастотная) часть может быть аппроксимирована обычной для гиросинхротронных спектров степенной функцией. В левой (низкочастотной) части наблюдается характерное уменьшение интенсивности (завал), обусловленное эффектом самопоглощения излучения [99]. Особенностью формирования гиросинхротронного спектра во время вспышек является наличие в области излучения сравнительно плотной плазмы и магнитных полей $\sim 10^2 - 10^3$ Гс. В таких условиях помимо привычного поглощения излучения существенным является эффект Разина [100, 101], с которым во многих вспышках связано подавление микроволнового излучения
в области низких частот. Физическая сущность эффекта хорошо продемонстрирована, например, в [47, 102].

Напомним известные релятивистские формулы для запаздывающих потенциалов электромагнитного поля, т.е. создаваемых движущимся точечным зарядом потенциалов Лиенара-Вихерта (см. [103], § 63):

$$\mathbf{A}_{LW}(t) = \left[\frac{e\,\mathbf{v}}{c\,(r - n_r\,\mathbf{r}\mathbf{v}/c)}\right]_{t - n_r\,\frac{r}{c}},\tag{80}$$

$$\phi_{LW}(t) = \left[\frac{e}{(r - n_r \operatorname{\mathbf{rv}}/c)}\right]_{t - n_r \frac{r}{c}}.$$
(81)

Здесь $n_r = v_{ph}/c$ – показатель преломления среды, v_{ph} – фазовая скорость электромагнитной волны в этой среде. Из (80) и (81) следует, что эффективность излучения в вакууме ($n_r = 1$) сильно зависит от скорости частицы и достигает наибольших значений в релятивистском случае. Картина становится совершенно иной при наличии плазмы ($n_r < 1$), поскольку знаменатели выражений (80) и (81) не принимают столь близких к нулю значений. В среде с показателем преломления $n_r < 1$ эффективность излучения намного ниже, чем в вакууме, причем данный эффект наиболее выражен для более низких частот электромагнитного спектра. Действительно (см., например, раздел 10.3 в [24]), для плазмы без магнитного поля $n_r^2 = 1 - v_{pl}^2/v^2$, где v_{pl} – плазменная частота; чем меньше v, тем меньще n_r .

Вторым, хорошо известным для гиросинхротронного излучения эффектом, вследствие которого снижается интенсивность спектра в области низких частот, является, как отмечалось, самопоглощение излучения на электронах пучка и поглощение на частицах фоновой плазмы [99]. Чтобы сравнить данный механизм с эффектом Разина в той или иной вспышке, удобно использовать (см. [47]) отношение концентрации плазмы в источнике излучения к величине магнитного поля, т.е. n/B_0 . Чем больше это отношение, тем более выраженным является эффект Разина. При малом значении n/B_0 , напротив, преобладают потери, связанные с самопоглощением гиросинхротронного излучения.

Применительно к реальным условиям формирования микроволнового излучения можно сделать вполне обоснованное предположение о том, что эффект Разина является доминирующим в большинстве солнечных вспышек [104]. Разумеется, в корональной области вспышки, где плотность плазмы невелика, данный эффект незначителен, но в более плотных нижних слоя короны и в хромосфере им нельзя пренебрегать.

Если для простоты считать источник микроволнового излучения однородным, то наблюдаемая у Земли интенсивность определяется решением соответствующего уравнения переноса излучения [105]:

$$I_{MW} = I_{MW\perp} + I_{MW\parallel} = \frac{S_{MW}}{R^2} \frac{j_{\perp,\parallel}}{\varkappa_{\perp,\parallel}} \left(1 - \exp\left(-\varkappa_{\perp,\parallel} x_0\right)\right) \,. \tag{82}$$

Здесь S_{MW} – площадь источника в картинной плоскости, $j_{\perp,\parallel}$ и $\varkappa_{\perp,\parallel}$ – коэффициенты излучения и поглощения для перпендикулярной (параллельной) поляризации, соответственно; x_0 – характерный размер источника вдоль луча зрения. В [98] приведены формулы для входящих в (82) коэффициентов излучения и поглощения, см. также [46, 97, 106–109]. В разделе 4.2.3 для расчета спектра микроволнового излучения солнечной вспышки 19 июля 2012 г. использована методика расчета, предложенная в работе [98].

4 Данные наблюдений и результаты моделирования

В главе 2 была представлена объединенная самосогласованная кинетическая модель распространения ускоренных во вспышке электронов, их взаимодействия с плазмой в короне и хромосфере Солнца. С целью проверки исходных предположений модели, в соответствии с главой 3, рассчитаем спектры жесткого рентгеновского излучения для двух специально выбранных солнечных вспышек, а именно 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г.

Основой наблюдательных данных, которые используются в настоящей главе, являются наблюдения в жестком рентгеновском диапазоне на спутнике Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) [51] и в оптическом диапазоне – на спутнике Solar Dynamics Observatory (SDO) [52]. Кроме того, при наличии данных использовались результаты наблюдений спутников Hinode [110], Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES) [111] и Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) [112]. Высокое пространственное, временное и спектральное разрешение космических обсерваторий позволяет точно определять положение и размер источников излучения во время импульсной фазы вспышки, характеристики их спектров. Вспышки 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г. выбраны для моделирования с точки зрения обилия и точности наблюдений. Более того, и это существенно, первая из них расположена на солнечном диске, а вторая – на лимбе. Часть результатов настоящей главы получена с помощью пакета программ Solar Soft [113].

В качестве дополнительной проверки корректности предлагаемой модели для вспышки 19 июля 2012 г. рассчитан спектр гиросинхротронного микроволнового излучения. При этом использовались радионаблюдения на двух инструментах радиообсерватории Нобеяма: Nobeyama Radioheliograph (NoRH) и Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) [114, 115].

4.1 Солнечная вспышка 6 декабря 2006 года

4.1.1 Наблюдения вспышки

Белая (в оптическом континууме излучается основная часть энергии; см., например, [116]) вспышка класса Х6.5 наблюдалась 6 декабря 2006 г. одновременно в различных диапазонах электромагнитного спектра на космических обсерваториях Hinode, GOES, TRACE и RHESSI. На момент максимума жесткого рентгеновского излучения имеются наблюдения источника с очень высоким пространственным разрешением: (а) $\approx 0.2''$ для оптического телескопа SOT на спутнике Hinode и (б) $\approx 1''$ для рентгеновского телекопа на спутнике RHESSI. Результаты этих наблюдений и методы обработки данных описаны в [117]. Используемые наблюдательные данные получены путем сложения результатов отдельных измерений на временном интервале 8 с, центр которого расположен в главном максимуме всплеска жесткого рентгеновского излучения.

Изображение вспышки в жестком рентгеновском диапазоне представляет собой две вспышечные ленты. Они показаны на левой панели рис. 11. В южной ленте расположен самый яркий источник излучения, угловые размеры которого определены с высокой точностью. Согласно [117] его площадь $S_{HXR} \approx 1.5 \times 10^{16}$ см² при угловых размерах $\approx 1.1''$. Нижняя граница спектра инжекции ускоренных электронов $\mathcal{E}_{min} = 18$ кэВ оценивается с достаточно большой ошибкой ± 3 кэВ, что связано с наложением друг на друга теплового и нетеплового спектров излучения (см. главу 1). Как отмечалось, спектры инжекции имеют большие показатели наклона, поэтому результаты моделирования слабо чувствительны к ошибкам в выборе верхней энергетической границы, которая в настоящей работе принимается $\mathcal{E}_{max} = 120$ кэВ.

Температура "холодной" плазмы в мишени впереди турбулентного фронта TF (см. рис. 1 и 3) довольно высока и составляет $T_2 = 37.4 \pm 0.4$ МК.



Рисунок 11. Изображения вспышки 6 декабря 2006 г. в полосе G (4305 Å), полученные на спутнике Hinode с помощью оптического телескопа SOT. Слева: вся область вспышки. Справа: южная вспышечная лента с самым ярким источником излучения. Жирными контурами показаны уровни жесткого рентгеновского излучения по данным спутника RHESSI (15%, 30%, 45%, 60%, 75%, 90% от максимальной интенсивности). Вдоль пунктирной стрелки определен угловой размер главного источника.

Температура источника ускоренных электронов, т.е. сверхгорячей плазмы за турбулентным фронтом, из наблюдений неизвестна и принимается равной $T_1 = 100$ MK, т.е. оценивается по порядку величины на основе теории пересоединяющих сверхгорячих турбулентных токовых слоев (раздел 8.5 в [25]). Концентрация частиц холодной плазмы в мишени известна плохо; полагаем ее равной характерному значению в верхней ромосфере, т.е. $n_2 \approx 2 \times 10^{10}$ см⁻³.

Самый яркий источник жесткого рентгеновского излучения, расположенный на южной вспышечной ленте (правая панель на рис. 11), представляет для нас особый интерес, поскольку при относительно небольших



Рисунок 12. Спектр жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 6 декабря 2006 г. Результаты моделирования представлены прямой линией, результаты наблюдений – точками с ошибками.

размерах в нем генерируется жесткое рентгеновское излучение с большим потоком энергии (12 ± 2 фотонов см⁻²кэВ⁻¹ при энергии квантов 50 кэВ) и показателем наклона спектра $\varphi_{Ch} = 2.6 \pm 0.2$. Перейдем к нашим результатам моделирования спектральных свойств источника.

4.1.2 Спектр жесткого рентгеновского излучения

Представленные наблюдательные данные в сочетании с формулами для функции распределения (33), граничного условия (10), электрического поля обратного тока (28) и спектра излучения (75) позволяют нам: (а) восстановить спектр инжекции ускоренных во вспышке 6 декабря 2006 г. электронов, (б) описать изменение спектра с глубиной проникания в мишень и (в) рассчитать мощность нагрева плазмы в мишени.

На рисунке 12 показаны результаты наблюдений и расчета спектра жесткого рентгеновского излучения для яркого источника на южной вспышечной ленте. Теоретическая прямая с высокой точностью аппроксимирует наблюдательные данные, что свидетельствует о правильном подборе параметров модели: плотности потока энергии F, переносимой ускоренными электронами, и показателя наклона спектра инжекции γ_v . Для сравнения полученные результаты представлены в таблице 1 вместе с результатами расчетов, которые выполнены в рамках классической модели толстой мишени.

Таблица 1. Характеристики ускоренных во вспышке 6 декабря 2006 г. электронов в моделях толстой мишени с обратным током и без него

Модель	$\gamma_{\mathbf{v}}$	γ_{ε}	γ_{ss}	$n_b,{ m cm}^{-3}$	F, эрг см ^{-2} с ^{-1}	φ_{Ch}
Без обратного тока	4.6	4.1	3.6	1.4×10^{10}	2.2×10^{12}	2.6
С обратным током	3.7	3.2	2.7	1.9×10^{11}	3.5×10^{13}	2.6

* * *

Оценим соотношение газовых давлений p_1 и p_2 на границе турбулентного фронта TF (рис. 3) между сверхгорячей плазмой источника ускоренных электронов и более холодной плазмой мишени. Согласно [118] концентрация частиц сверхгорячей плазмы несколько выше корональной, а именно $n_1 \sim 10^9$ см⁻³. Тогда в соответствии с данными из раздела 4.1.1 находим

$$p_1 \sim p_2 \,. \tag{83}$$

Равенство давлений в горячей и холодной плазме подразумевает, что на рассматриваемых в настоящей работе коротких временных масштабах нагрев холодной плазмы происходит относительно медленно. При относительно малой толщине турбулентного слоя неудивительно, что давление успевает выравниваться за счет гидродинамического расширения нагреваемой плазмы в пределах слоя. В свою очередь, при медленном нагреве следует ожидать небольших значений электрического поля обратного тока (см. (28)). Для вспышки 6 декабря 2006 г. безразмерное электрическое поле $\varepsilon \approx 1.5$. Поле такой сравнительно небольшой напряженности, тем не менее, заметно влияет на характер распространения электронов пучка.

4.1.3 Спектры ускоренных электронов и мощность нагрева плазмы

Остановимся более подробно на особенностях распространения ускоренных электронов, инжектированных во время вспышки 6 декабря 2006 г. в холодную плазму мишени. В предыдущем разделе в приближении модели толстой мишени с обратным током были рассчитаны величина электрического поля обратного тока (28) и параметры спектра инжекции (10). Кроме того, для сравнения определены параметры спектра инжекции (10). Кроме того, для сравнения определены параметры спектра инжекции (таблица 1) в приближении классической модели [44] толстой мишени без обратного тока. На основе этих данных рассчитаем теперь изменение энергетического спектра электронов с пройденной толщей плазмы в мишени и мощность нагрева плазмы в ней для обеих моделей.

Запишем определение для концентрации (число частиц в единице объема) в потоке энергичных электронов (раздел 4.3.2 в [24]):

$$n_b(\xi) = \int_0^\infty \pi \left(\frac{2\,k_{\rm B}T_1}{m_e}\right)^{3/2} \int_{-1}^1 f_{\mathbf{v}}(z,\xi,\mu) \sqrt{z}\,d\mu\,dz\,. \tag{84}$$

Здесь подынтегральное выражение суть дифференциальный энергетический спектр инжектируемых электронов и его изменение с толщей плазмы ξ , т.е.

$$N(z,\xi) = \frac{\pi}{m_e} \left(\frac{2\,k_{\rm B}T_1}{m_e}\right)^{1/2} \int_{-1}^{1} f_{\mathbf{v}}(z,\xi,\mu) \sqrt{z}\,d\mu\,.$$
(85)

На рис. 13 показаны энергетические спектры электронов, ускоренных во вспышке 6 декабря 2006 г. Результаты расчетов получены на основе форму-



Рисунок 13. Энергетические спектры ускоренных электронов: (а) классическая модель толстой мишени; (b) модель толстой мишени с обратным током. Сплошной линией показан спектр инжекции, пунктирной – спектр электронов на толще плазмы $\xi = 3 \times 10^{19}$ см⁻².

лы (85) с использованием функции распределения (33) и решения (17) для классической модели толстой мишени без обратного тока.

В классической модели (рис. 13) спектр инжекции имеет показатель наклона $\gamma_{\varepsilon} \approx 4.1$, а концентрация в потоке энергичных электронов $n_b \approx 1.4 \times 10^{10}$ см⁻³. В модели толстой мишени с обратным током спектр инжекции более жесткий $\gamma_{\varepsilon} \approx 3.2$, а концентрация на порядок выше: $n_b \approx 1.9 \times 10^{11}$ см⁻³. Столь существенные различия спектров связаны с учетом электрического поля обратного тока, под действием которого часть электронов эффективно теряет свою кинетическую энергию вдоль магнитного поля, а часть поворачивает назад практически без потерь энергии.

На рис. 13 видно, что даже на небольшой толще плазмы в мишени, $\xi = 3 \times 10^{19}$ см⁻², спектры электронов для обеих моделей (пунктирная линия) существенно отличаются. Особенно наглядно эффект проявляется в модели, учитывающей электрическое поле обратного тока: спектр сильно смещается в область низких энергий и становится более жестким. Таким образом для обеспечения наблюдаемой интенсивности нетеплового жесткого рентгеновского излучения в модели толстой мишени с обратным током необходимы огромные потоки ускоренных электронов с более жестким спектром инжекции. В таких потоках имеется достаточно большое количество электронов высоких энергий, которые способны проникать в хромосферу до глубины оптической области вспышки в условиях воздействия на них электрического поля обратного тока.

Рассчитаем нагрев холодной плазмы мишени ускоренными электронами, используя формулу для мощности нагрева из [44]:

$$\mathcal{P}(\xi) = \frac{4\pi a_0}{m_e^2} (k_{\rm B} T_1) \int_0^\infty \int_{-1}^1 f_{\mathbf{v}}(z,\xi,\mu) \, dz \, d\mu \,, \quad \text{K3B/c} \,, \tag{86}$$

где коэффициент

$$a_0 = 2\pi e^4 \ln \Lambda \approx 1.3 \times 10^{-19} \left[\ln \left(\frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{2} \ln n_2 + 38.7 \right], \quad \text{K3B}^2 \, \text{cm}^2.$$

В модели толстой мишени с обратным током картина нагрева плазмы очень сильно отличается от той, которая следует из результатов расчетов для классической модели без обратного тока (рис. 14). Мощность нагрева в модели с обратным током очень высока и остается почти постоянной вплоть до сравнительно небольшой толщи плазмы $\xi \sim 10^{19}$ см⁻², начиная с которой наблюдается резкое падение энерговыделения. В классической модели энергичные электроны проникают на порядок бо́льшие толщи, где они создают максимум нагрева. Отметим, что по причине отсутствия данных о распределении плотности плазмы внутри мишени оценки нагрева мишени обратным током (за счет кулоновских столкновения частиц фоновой плазмы с частицами, создающими обратный ток) в данной работе не проводились (см., однако, [76, 119]). Тем не менее, у границы мишени ($\xi = 0$), где приближенно известна плотность окружающей плазмы ($n_2 \approx 2 \times 10^{10}$ см⁻³), мощность нагрева обратным током может достигать больших значений (~ 100 кэB/с).



Рисунок 14. Мощность нагрева плазмы ускоренными электронами во вспышке 6 декабря 2006 г., рассчитанная в модели толстой мишени: штриховая линия – без обратного тока, сплошная – с обратным током.

Большая мощность нагрева на малых толщах в модели толстой мишени с обратным током связана не только с изначально на порядок большим потоком энергии, переносимой летящими вперед электронами, но и во многом с энергичными электронами, которые повернули под действием электрического поля и движутся обратно в источник. Таких электоронов, разумеется, намного больше, чем в случае классической модели без обратного тока (глава 2, рис. 4). Многие из них ($n_{bf} \approx 6 \times 10^{10}$ см⁻³) возвращаются к границе мишени, способны преодолеть турбулентный слой TF и вернуться в источник.

Таким образом, учет обратного тока при моделировании столь мощных событий, как рассматриваемая в настоящей работе вспышка 6 декабря 2006 г., позволяет получать реалистические оценки потоков энергии на границе мишени. Эти потоки энергии обеспечивают высокий уровень нагрева источника жесткого рентгеновского излучения и, кроме того, могут быть достаточны для объяснения оптической (белой) вспышки. Действительно, к глубинам в хромосфере, т.е. толщам плазмы $\sim 10^{20}$ см⁻², где электрическое поле обратного тока стремится к нулю (см. (28)), колиество энергичных электронов остается всё ещё велико, а именно составляет $\sim 10^9$ см⁻³ с энергией до 90 кэВ. На бо́льших глубинах в хромосфере изменение спектра определяется исключительно кулоновскими столкновениями.

В [120] приведены результаты статистического анализа зависимости параметров сверхгорячей плазмы от мощности солнечных вспышек. На основе данных космической обсерватории RHESSI, на примере 37 вспышек показано, что с ростом балла вспышки от М1.0 до Х10.0 максимальная электронная температура плазмы возрастает от ~ 20 МК до $\gtrsim 50$ МК. Разумеется, речь идет о некоторой средней температуре плазмы между пересоединяющим токовым слоем и турбулентным фронтом TF, поскольку мера эмиссии сверхгорячего токового слоя очень мала [121].

Ввиду больших значений потоков энергичных электронов в мощных вспышках балла X, можно предположить большие значения электрического поля обратного тока $\varepsilon > 1$. Следовательно, в мощных вспышках, повидимому, реализуется нагрев плазмы согласно модели толстой мишени с

обратным током (рис. 146). Возвращающиеся в источник энергичные электроны и электроны обратного тока (т.е. тепловые электроны плазмы, ускоренные электрическим полем обратного тока) эффективно нагревают корональную плазму до аномально высоких температур. Убежавшие в нижнюю корону и хромосферу энергичные электроны отвечают за нагрев плазмы до более низких температур.

Для менее мощной (балла M3.5) солнечной вспышки 24 февраля 2006 г. в [122] представлены схожие результаты. Показано, что корональная плазма нагревается до температур ~ 20 МК не только вблизи турбулентного фронта, но и в хромосферных основаниях системы коллапсирующих магнитных ловушек. Однако, по-видимому, во вспышках балла М нагрев плазмы энергичными электронами менее эффективен, чем во вспышках балла Х, и не так сильно зависит от мощности вспышки в пределах балла М.

Большая концентрация (таблица 1) летящих вперед электронов в модели с обратным током и значительная концентрация возвращающихся обратно в источник электронов могут играть определяющую роль в интерпретации рентгеновских наблюдений в короне, поскольку мера эмиссии коронального источника жесткого рентгеновского излучения, намного выше, чем в случае классической модели без обратного тока. В этой связи перейдем к рассмотрению расположенной на солнечном лимбе вспышки с ярким корональным источником жесткого рентгеновского излучения.

4.2 Солнечная вспышка 19 июля 2012 года

4.2.1 Наблюдения вспышки

Вспышка балла М7.7 19 июля 2012 г. с момента ее начала в 05:15 UT наблюдалась при помощи аппаратуры на космических обсерваториях RHESSI, GOES и SDO. Высокая точность современных многоволновых при-

емников излучения и расположение вспышки на краю солнечного диска позволили с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением наблюдать яркие компактные источники излучения и протяженные "вспышечные петли" одновременно в короне и хромосфере [123–126]. Для столь удачно расположенной вспышки, помимо выше указанных внеатмосферных наблюдений, доступны результаты наблюдений в микроволновом диапазоне на инструментах NoRP и NoRH радиообсерватории Нобеяма.

Рассмотрим наблюдаемую картину вспышки (рис. 15). В жестком рентгеновском диапазоне видны один корональный и два хромосферных источника. Южный хромосферный источник очень слабый, поскольку частично находится за лимбом. Будем изучать северный хромосферный источник излучения, используя приближение модели толстой мишени с обратным током (раздел 2.1). Как и в разделе 4.1, будем подбирать плотность потока энергии ускоренных электронов так, чтобы спектр хромосферного источника излучения соответствовал наблюдательным данным. Наблюдения со спутника RHESSI приведены в [125] в виде результата сложения отдельных измерений длительностью ~ 8 с на временном интервале ~ 150 с, показанном на рис. 15, в виде темной вектикальной полосы с центром в первом максимуме всплеска жесткого рентгеновского излучения в 05:21:45 UT.

Выбраннный временной интервал соответствует той части импульсной фазы вспышки, когда процесс ускорения электронов наиболее эффективен, и интенсивность тормозного жесткого рентгеновского излучения максимальна. По сравнению с этим временным интервалом общая продолжительность импульсной фазы велика, $\sim 10^3$ с (рис. 15, см. также [124]). Вообще говоря, это позволяет сделать предположение об относительно медленном процессе магнитного пересоединения в данной вспышке и, как следствие, об отсутствии в ней ударной волны типа *SW* на рис. 2 (см. также [58] и [25]).



Рисунок 15. Вспышка 19 июля 2012 г. Верхняя панель: интенсивность излучения от всей вспышки (черная кривая) по данным RHESSI в диапазоне 30–80 кэВ. Серый фон – интенсивность излучения в диапазоне 3–25 кэВ согласно GOES. Нижняя панель: фон – изображения на длине волны 193 Å, полученные на SDO с помощью ультрафиолетового телескопа AIA. Система вспышечных петель с корональным и хромосферными источниками видна на изображении слева, корональный источник – справа. Черными контурами показаны уровни излучения по данным RHESSI в диапазоне 30–80 кэВ. Белые контура тоже по данным RHESSI – уровни излучения: диапазон 6– 8 кэВ слева и 16–18 кэВ справа.

Корональный источник жесткого рентгеновского излучения (рис. 15) расположен внутри системы вспышечных петель (суть коллапсирующих магнитных ловушек) в верхней части этой системы и частично над ней. Для его описания воспользуемся приближением тонкой мишени (разделы 1.3 и 2.2). Перечислим доступные из наблюдений параметры. Как мы полагаем, корональный источник находится в непосредственной близости от области ускорения электронов – высокотемпературного (сверхгорячего) пересоединяющего токового слоя (*RCL* на рис. 2) и, по оценкам [125], имеет угловой размер $\approx 15''.$ Нижняя граница энергетического спектра ускоренных электронов $\mathcal{E}_{min} \approx 15$ кэВ. Как отмечалось в разделе 1.1, она оценивается с значительной погрешностью из-за характерного для любой вспышки наложения теплового и нетеплового спектров инжекции. Этот факт вносит неточности в определение интенсивности жесткого рентгеновского излучения, но почти не влияет на оценку главного наблюдаемого параметра в спектре – показателя его наклона. Величина верхней границы спектра достоверно неизвестна. Как и ранее, условно будем считать ее равной $\mathcal{E}_{max} = 120$ кэВ.

Приведем здесь оценки других параметров вспышки 19 июля 2012 г. из [125]. Температура холодной, плазмы в мишени за турбулентным фронтом TF (рис. 2) высока и составляет $T_2 \approx 21$ МК. Температура источника энергичных электронов, т.е. компактной сверхгорячей плазмы вблизи области пересоединения, из наблюдений неизвестна и принимается равной $T_1 \approx$ 100 МК, т.е. оценивается по порядку величины (раздел 4.1.1). Концентрация плазмы в корональном источнике $n_2 \approx 3 \times 10^9$ см⁻³ (см. рис. 8.8 в [25]). Жесткое рентгеновское излучение коронального источника имеет показатель наклона спектра $\varphi_{Cor} = 4.6 \pm 0.2$ с потоком 0.1 фотонов см⁻² кэВ⁻¹ при энергии 50 кэВ, а в хромосферном источнике $\varphi_{Ch} = 3.0 \pm 0.2$ с потоком 1 фотон см⁻² кэВ⁻¹.

Представленные в данном разделе наблюдательные характеристики

(прежде всего спектральные) жесткого рентгеновского излучения вспышки 19 июля 2012 г., как уже отмечалось, являются результатом суммирования отдельных изображений на интервале (~ 150 с) первого, самого большого всплеска излучения в диапазоне 30-80 кэВ. В разделе 2.3 отмечалось, что за такое время создаются и уничтожаются несколько коллапсирующих ловушек в короне (рис. 2), эффективное время существования каждой из которых составляет ~ 5 с [58]. Следовательно, для интерпретации наблюдений нам не остается ничего иного, как подбирать эффективную величину пробочного отношения ловушки b_m [81], неизвестного из наблюдений, так, чтобы интенсивность жесткого рентгеновского излучения в короне максимально соответствовала наблюдаемой. Кроме того, необходимо сделать оценки параметров сжатия такой "усредненной" ловушки, чтобы понять относительную роль ускорения Ферми и бетатронного нагрева в данной вспышке.



Рисунок 16. Результаты наблюдений вспышки 19 июля 2012 г. Фон каждой панели – изображения вспышечных петель на длине волны 193 Å, полученные на SDO с помощью ультрафиолетового телескопа AIA. Черными контурами показаны уровни интенсивности жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 30–80 кэВ по данным RHESSI. Время наблюдений указано над каждой панелью. Длительность каждого кадра – 2 с.

Как отмечалось в разделе 2.2.2, в зависимости от величины пробочного отношения b_m коллапсирующая ловушка во время своего существования может удерживать до 99 % поступивших в нее из пересоединяющего токового слоя ускоренных электронов [80]. Как следствие, ловушка может существенно уменьшить поток электронов, высыпающихся в хромосферу, и интенсивность тормозного жесткого рентгеновского излучения из ее оснований в хромосфере. Один из примеров такой ситуации обнаружен нами в самом начале импульсной фазы вспышки 19 июля 2012 г. На рис. 16 представлены три панели с изображениями источников жесткого рентгеновского излучения в последовательные моменты времени по данным RHESSI. Левая и центральная панель относятся к непосредственному началу импульсной фазы (рис. 15), а ее развитие во времени изображено на правой панели. Эти наблюдения (см. также раздел 2.7 в [29]) указывают на существование коллапсирующих корональных ловушек и подтверждают наши представления о физике происходящих в них процессов.

4.2.2 Спектр жесткого рентгеновского излучения

На рис. 17 сплошной прямой линией представлен спектр жесткого рентгеновского излучения хромосферного источника во вспышке 19 июля 2012 г., рассчитанный в модели толстой мишени с обратным током (раздел 2.1). Видно, что рассчитанный спектр хорошо совпадает с результатами наблюдений хромосферного источника (кружочки), как по интенсивности излучения, так и по наклону спектра. Следовательно, такие параметры модели, как плотность потока энергии F, переносимой энергичными электронами, и показатель наклона спектра инжекции γ_v , подобраны верно. Как и в разделе 4.1, для сравнения моделей в таблице 2, помимо полученных результатов, приведены также оценки, полученные в приближении классической толстой мишени без учета обратного тока.



Рисунок 17. Наблюдаемые и рассчитанные спектры жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 19 июля 2012 г. Результаты моделирования хромосферного источника представлены сплошной прямой линией, наблюдения – кружками. Моделирование коронального источника без учета ускорения электронов в коллапсирующей магнитной ловушке – пунктирная прямая, с учетом – штриховая прямая, результаты наблюдений – треугольниками.

Спектр коронального источника, рассчитанный в приближении тонкой мишени без учета эффекта коллапсирующих магнитных ловушек, показан на рис. 17 пунктирной прямой. Она имеет тот же наклон, что и наблюдаемый спектр коронального источника (треугольники), но расположена существенно ниже его. Исходя из этого факта мы видим, что в рамках классических моделей тонкой и толстой мишени принципиально невозможно моделировать наблюдаемые спектры коронального и хромосферного источников жесткого рентгеновского излучения, генерируемого одной популяцией ускоренных электронов.

Действительно (см. таблицу 2 и формулы (77)), в классической модели всегда $\varphi_{Cor} - \varphi_{Ch} = 2$, а по данным наблюдений вспышки 19 июля 2012 г.

Таблица 2. Характеристики ускоренных во вспышке 19 июля 2012 г. электронов в моделях с обратным током и без него

Модель	$\gamma_{\mathbf{v}}$	γ_{ε}	γ_{ss}	$n_b, \ \mathrm{cm}^{-3}$	$F, \ $ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$	φ_{Cor}	$arphi_{Ch}$
Без обратного тока	5.0	4.5	4.0	4.6×10^7	1.0×10^{10}	5.0(4.6)	3.0(3.0)
С обратным током	4.5	4.0	3.5	3.1×10^8	5.0×10^{10}	4.5(4.6)	3.0(3.0)

 $\varphi_{Cor} - \varphi_{Ch} \approx 1.6$. В модели с обратным током наблюдаемое соотношение показателей наклонов получается естественным образом для параметров вспышки, приведенных в разделе 4.2.1. Таким образом, приближение толстой мишени с обратным током не только точно описывает рентгеновский спектр хромосферного источника, но и позволяет правильно определить показатель наклона спектра излучения в короне.

Исключение составляет величина интенсивности излучения коронального источника (пунктирная прямая на рис. 17), которая в модели оказывается ниже наблюдаемой в ≈ 4.5 раза. Столь большое различие рассчитанной и наблюдаемой интенсивностей при точном совпадении показателей наклона спектра излучения является весомым аргументом в пользу наличия и высокой эффективности ускорения электронов в коллапсирующих магнитных ловушках, которые образуют пересоединенные линии магнитного поля (рис. 2). Такая картина солнечных вспышек была предсказана в теоретических работах [58, 81], но в отсутствии космических экспериментов с высоким разрешением до настоящего времени не имела убедительных наблюдательных подтверждений.

В соответствии с выводами раздела 2.3 о возможности оценить характерные параметры "усредненной" корональной ловушки рассчитаем зна-

чения коэффициентов продольного (l) и поперечного (b) сжатия во время вспышки 19 июля 2012 г. Для этого воспользуемся формулой (45), подставляя в нее значение $K'/K \approx 4.5$ [A5]. Пусть неизвестная из наблюдений величина пробочного отношения сравнительно небольшая, например, $b_m = 3$. Такое предположение характеризует магнитные ловушки низкой эффективности, поскольку набор энергии в них невелик. В ловушках с бо́льшим пробочным отношением b_m набор энергии будет не только больше, но и быстрее [79–81]. Оценка параметров l и b необходима для понимания, какой из механизмов ускорения частиц преобладает: бетатронный нагрев или ускорение Ферми первого порядка.



Рисунок 18. Возможные значения параметров продольного (*l*) и поперечного (*b*) сжатия коллапсирующей магнитной ловушки в короне в солнечной вспышке 19 июля 2012 года [A5].

На рис. 18 представлены возможные значения параметров l и b, для которых реализуется отношение $K'/K \approx 4.5$ при величине $b_m = 3$ [A5]. В [123] (см. также [34, 127]) приведены данные наблюдений в различных спектральных диапазонах пространственного положения коронального источника, расположенного в вершине вспышечной петли. Эти результаты представлены на рис. 19, из которого хорошо видно, что на стадии роста вспышки происходит уменьшение высоты коронального источника жесткого рентгеновского излучения (см. рис. 19). Более того, как это видно на примере других вспышек, в начале вспышки "вспышечная петля" как бы уменьшается в размере, в частности, уменьшается расстояние между компактными источниками жесткого рентгеновского излучения, "яркими точками" в ее хромосферных основаниях [34, 127]. Затем, в ходе развития вспышки, корональный источник жесткого рентгеновского излучения устремляется вверх.

За короткое время (~ 100 с) импульсной фаза рассматриваемой вспышки не успевает измениться геометрия области пересоединения. Тем не менее, оно происходит достаточно быстро, чтобы обеспечить необходимую мощность энерговыделения. При этом новые ловушки быстро рождаются, быстро коллапсируют и исчезают, но общая геометрия системы коллапсивующих ловушек в виде "суммарной эффективной ловушки" кажется неизменной или медленно меняющейся. В свою очередь, из этого можно сделать вывод, что в рассматриваемой нами вспышке предположительно доминировало поперечное сжатие, т.е. возможно имело место ускорение электронов через бетатронный нагрев.

В общем случае для энергичных электронов, захваченных в коллапсирующие ловушки с доминирующим бетатронным нагревом (см. разделы 2.2 и 2.3, а также [81]), характерно более быстрое ускорение, и генерируемое ими жесткое рентгеновское излучение в короне обладает существенно более высокой интенсивностью (штриховая линия на рис. 17). Кроме того, основываясь на данных наблюдений, можно предположить, что применительно ко многим вспышкам на Солнце в таких ловушках действительно преобладает бетатронное ускорение, связанное с их поперечным сжатием. Склады-



Рисунок 19. Результаты наблюдений солнечной вспышки 19 июля 2012 г. [123] Оценки высоты центра источника излучения в различные моменты времени в различных диапазонах. Крестики и кружки соответствуют диапазонам 16–25 кэВ и 10–16 кэВ (по данным RHESSI), треугольники – длине волны 193 Å, (по данным ультрафиолетового телескопа AIA). Вертикальными пунктирными линиями показано время первого максимума жесткого рентгеновского излучения.

вается впечатление (см. рис. 19), что во время импульсной фазы вспышки 19 июля 2012 г. высота магнитных ловушек, а следовательно, и их длина остается практически постоянной.

На самом деле, на стадии роста вспышки действительно может происходить уменьшение высоты коронального источника жесткого рентгеновского излучения [34, 127]. Однако это связано с трехмерностью пересоединения на сепараторе магнитного поля в короне [128]. Во время начальной фазы вспышки процесс пересоединения освобождает избыток магнитной энергии, связанной преимущественно с магнитными натяжениями, которые создаются перед вспышкой сдвиговыми течениями плазмы в фотосфере. Релаксация "магнитного шира" в короне в начале вспышки уменьшает расстояние между хромосферными основаниями коллапсирующих магнитных ловушек, что и приводит к наблюдаемому движению коронального источника вниз [128]. На более поздних стадиях развития вспышки доминирует обычное пересоединение, описывающее освобождение энергии в терминах "стандартной модели" эруптивных вспышек. Оно сопровождается подъемом коронального источника и увеличением расстояния между хромосферными источниками жесткого рентгеновского излучения (см. рис. 7.12 в [25]) на фоне увеличивающегося расстояния между "вспышечными лентами".

* * *

Все приведенные в данном разделе результаты получены в рамках аналитических моделей (главы 1 и 2). Корональный источник интерпретирован в приближении тонкой мишени, дополненной моделью коллапсирующей магнитной ловушки, хромосферный источник – в приближении толстой мишени с обратным током. При минимальном наборе параметров и модельных предположений удалось с высокой точностью промоделировать результаты космических наблюдений (раздел 4.2.1) солнечной вспышки 19 июля 2012 г. По всей видимости, в солнечных вспышках, для которых характерны мощные корональные источники жесткого рентгеновского излучения, определяющую роль играет дополнительное ускорение электронов в коллапсирующих магнитных ловушках, расположенных над хромосферой. Разумеется, большая, по отношению к классической модели вспышки, интенсивность излучения в короне связана с увеличением меры эмиссии не только из-за эффективного удержания и ускорения электронов в корональных коллапсирующих ловушках, но и благодаря эффекту электрического поля обратного тока.

4.2.3 Спектр микроволнового излучения

С целью дополнительной проверки точности восстановленного по жесткому рентгеновскому излучению энергетического спектра ускоренных электронов и, как следствие, проверки корректности исходных предположений модели (глава 2) рассчитаем спектр микроволнового излучения солнечной вспышки 19 июля 2012 г. На рис. 20 представлены: (а) наблюдаемый спектр, вид которого типичен для вспышек (см., например, рис. 10 в разделе 3.3), и (б) попытка его теоретического воспроизведения. Рассчитанный нами спектр имеет выраженный максимум. Он связан с тем, что основная часть излучения генерируется электронами больших энергий ($\mathcal{E} \gtrsim 120$ кэВ), захваченными в магнитную ловушку (раздел 1.4). Учет эффекта обратного тока существенно спектр не меняет [108], поскольку почти не оказывает влияния на электроны больших энергий.

Результат расчета спектра можно считать удовлетворительным в области высоких частот и его максимума. Существенное расхождение результатов в низких частотах связано с неточностью модельного описания источника излучения. Действительно, в разделе 3.3 сделано весьма грубое предположение об однородности области источника излучения. Однако плотность плазмы уменьшается к границам поперечного сечения магнитной трубки [47]. Кроме того, данные наблюдений являются усреднением не только по всей области источника излучения, но и на интервале времени импульсной фазы вспышки. Все эти упрощения неизбежно приводят к уменьшению рассчитанной интенсивности микроволнового излучения при низких частотах в модельном спектре по отношению к интенсивности наблюдаемой.

Разумеется, представленные на рис. 20 результаты могут рассматриваться как независимые подтверждения корректности аналитической модели, которая применялась в настоящем разделе для описания солнечной



Рисунок 20. Спектр микроволнового излучения вспышки 19 июля 2012 г. Результаты моделирования представлены сплошной линией, результаты наблюдений на инструменте NoRP – ромбами.

вспышки 19 июля 2012 г. Тем не менее, следует отметить, что такие расчеты имеют лишь приближенный, демонстрационный характер. Перспективные исследования солнечных вспышек в микроволновом диапазоне должны основываться на наблюдениях с высоким пространственным (излучение из короны и хромосферы), временным и спектральным (эволюция максимума спектра и его интенсивности) разрешением. Кроме того, хотелось бы иметь достаточно большое число исследуемых событий. Указанные вопросы не относятся к главной цели настоящей диссертации и являются предметом отдельного исследования.

4.2.4 Спектр ускоренных электронов и мощность нагрева плазмы

В [126] рассмотрены три солнечных вспышки, наблюдавшихся с высоким пространственным и временным разрешением, в том числе и описанная выше вспышка 19 июля 2012 г. Общей чертой выбранных вспышек является весьма высокое расположение в хромосфере источников жесткого рентгеновского и оптического излучения. Объяснить данный факт в рамках классической модели толстой мишени не удается (см. также [117, А3]). Как и в разделе 4.1.3, чтобы оценить глубину проникания электронов в мишень и понять особенности их распространения, рассчитаем спектры ускоренных электронов и мощность нагрева плазмы.

Энергетические спектры электронов, ускоренных во вспышке 19 июля 2012 г. во время импульсной фазы в наибольшем всплеске жесткого рентгеновского излучения (рис. 15, верхняя панель), рассчитаны по формуле (85) для двух моделей и представлены на рис. 21. В классической модели толстой мишени без обратного тока (рис. 21а) спектр инжекции имеет показатель наклона $\gamma_{\varepsilon} \approx 4.5$, а концентрация электронов, вычисленная по формуле (84), $n_b \approx 4.6 \times 10^7$ см⁻³. В модели толстой мишени с обратным током (рис. 216) спектр инжекции более жесткий, $\gamma_{\varepsilon} \approx 4.0$, при более высокой концентрации $n_b \approx 3.1 \times 10^8$ см⁻³.

Мощность нагрева плазмы в мишени ускоренными электронами рассчитаем по формуле (86). В модели с обратным током картина нагрева плазмы сильно отличается от результатов расчетов для классической модели без обратного тока (рис. 22) и полностью аналогична той, которая получена в разделе 4.1.3 для вспышки 6 декабря 2006 г. В модели с обратным током интенсивно нагреваются более высокие слои хромосферы.

В следующем разделе обсудим несколько существенных особенностей модели с обратным током и модели ускорения электронов в коллапсирую-



Рисунок 21. Дифференциальные энергетические спектры ускоренных электронов: (а) классическая модель толстой мишени без обратного тока, (b) модель толстой мишени с обратным током. Сплошная прямая линия – спектр инжекции, пунктирная – спектр электронов на толще плазмы $\xi = 3 \times 10^{19}$ см⁻².

щих магнитных ловушках в контексте проведенного моделирования и сравнения его результатов с данными спутниковых наблюдений.

4.3 Обсуждение результатов моделирования

Современные космические и наземные наблюдения солнечных вспышек в различных диапазонах электромагнитного спектра с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением – прекрасная основа не только для исследования отдельных физических процессов, но и для понимания механизма всей вспышки (глава 2). Это сложное электродинамическое явление в плазме с сильным магнитным полем сопровождается



Рисунок 22. Мощность нагрева плазмы ускоренными электронами во вспышке 19 июля 2012 г., рассчитанная в модели толстой мишени: штриховая линия – без обратного тока, сплошная – с обратным током.

ускорением большого количества заряженных частиц, несущих значительную часть полной энергии вспышки. Принципиальную роль в моделировании вспышек, как целого, помимо МГД процессов, играют явления кинетические. Полученные в настоящей главе результаты описывают довольно естественную картину эволюции спектра ускоренных электронов и нагрева ими плазмы в мишени на примере событий 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г.

4.3.1 Эффект обратного тока

В соответствии с результатами этой главы отметим специфические особенности самосогласованной, двумерной в пространстве скоростей, кинетической модели распространения в атмосфере Солнца ускоренных электронов (глава 2).

Во-первых, для того, чтобы обеспечить требуемую светимость источ-

ника тормозного жесткого рентгеновского излучения в хромосфере, необходимо доставить на определенные глубины достаточное количество энергичных электронов. Для этого в модели толстой мишени с обратным током, учитывающей торможение электронов электрическим полем обратного тока, необходимы более высокие по сравнению с моделью без обратного тока концентрации электронов n_b и плотность потока энергии F. Характерные значения обеих величин приведены в таблицах 1 и 2.

Во-вторых, большое количество летящих вперед, энергичных электронов разворачивается электрическим полем обратного тока и движется назад, в сторону турбулентного фронта TF (рис. 1). В силу двумерности модели в пространстве скоростей они не останавливаются и не теряют кинетическую энергию поперечного движения. Возвращающиеся назад электроны, за счет движения поперечного, "огибают" максимум кулоновских потерь энергии, расположенный в области тепловой скорости продольного движения. Однако бесстолкновительные потери энергии летящих вперед электронов, т.е. их торможение электрическим полем, велики. Как следствие, электрическое поле обратного тока приводит к существенному уменьшению глубины проникания энергичных электронов в холодную плазму хромосферы [A3].

В-третьих, возвращаясь в корону, энергичные электроны (нетепловые и тепловые) дают вклад в интенсивность коронального источника жесткого рентгеновского излучения [A4, A5]. Более того, эти электроны находятся на пересоединенных линиях магнитного поля, т.е. захвачены в коллапсирующие магнитные ловушки. Возвращающиеся назад электроны обеспечивают дополнительный нагрев корональной плазмы до аномально высоких температур, что, в принципе, может приводить к изменению параметров пересоединяющего токового слоя [129].

Наконец, за счет значительно большей плотности потока энергичные

электроны в модели с обратным током несут в хромосферу бо̀льшую энергию (рис. 14 и 22), обеспечивая при этом более эффективный ее нагрев. Как следствие, гидродинамический отклик хромосферы на импульсный нагрев энергичными электронами (см. главу 2 в [12]) должен быть более динамичным по сравнению с моделью без обратного тока, т.е. должен иметь бо̀льшую амплитуду при более коротких временах. Характерно, что чем больше электрическое поле обратного тока, тем быстрее нагрев верхних слоев хромосферы и их расширение из хромосферы в корону. Возможно, именно с этим эффектом связано высокое расположение оптического источника (белой вспышки) над хромосферой, наблюдаемое в некоторых лимбовых вспышках [130].

* * *

Учет эффекта обратного тока заведомо необходим при моделировании вспышек. Действительно, во многих вспышках величина электрического поля обратного тока $\varepsilon > 1$ (см. (28)), что определяет эволюцию функции распределения (33) и, как следствие, характеристики наблюдаемого излучения. Например, во вспышке 6 декабря 2006 г. высокая интенсивность жесткого рентгеновского излучения при очень малых размерах его источника в хромосфере подразумевает кажущиеся на первый взгляд неправдоподобными плотности потока энергии:

(a) $\approx 3 \times 10^{13}$ эрг см⁻² с⁻¹ для модели с обратным током [57, A3], (вовращающиеся обратно в источник энергии электроны на границе турбулентного фронта создают огромную плотность потока энергии $\sim 10^{13}$ эрг см⁻² с⁻¹, которой, разумеется, никак нельзя пренебречь);

(б) $\sim 10^{12}$ эрг см⁻² с⁻¹ для одномерной в пространстве скоростей классической модели толстой мишени [44]. Схожие значения плотности потока энергии для данной вспышки получены в работе [117], где использовалась

урпрощенная модель толстой мишени [43], приближенно учитывающая эффект столкновительного рассеяния электронов пучка.

Однако даже для таких сравнительно небольших солнечных вспышек, как балла М7.7 вспышка 19 июля 2012 г., величина электрического поля достигает значений $\varepsilon \sim 1$. По оценкам [126] в этой вспышке хромосферный источник оптического излучения расположен весьма высоко над фотосферой и, кроме того, совпадает в пространстве и времени с хромосферным источником жесткого рентгеновского излучения. В модели толстой мишени с обратным током кажется возможным описать такую картину вспышки, наблюдаемую в рентгеновском и оптическом диапазонах. Действительно, энергичные электроны проникают в хромосферу на глубину оптической вспышки, эффективно теряя свою энергию за счет кулоновских столкновений и под действием электрического поля обратного тока.

По-видимому, электрическое поле является основной причиной высокого расположения хромосферного источника излучения, поскольку оно ограничивает поток электронов в глубокие слои хромосферы. При этом почти на порядок большая плотность потока энергии, переносимой энергичными электронами в хромосферу (в сравнении с классической моделью), обеспечивает высокий нагрев в области расположения оптического и рентгеновского источников. Полученные результаты могут быть использованы для оценок характеристик источника оптического излучения. Однако вопрос о формировании оптического континуума, т.е. "белой вспышки", выходит за рамки данной работы, подразумевая детальное исследование гидродинамического и излучательного отклика хромосферы на импульсный нагрев ускоренными электронами [12] в условиях, когда потери энергии на излучение перестают быть оптически прозрачными.

4.3.2 Наклон спектра жесткого рентгеновского излучения

Особого внимания заслуживает моделирование яркого источника жесткого рентгеновского излучения в короне. С этой целью в разделе 4.2 изучена и промоделирована лимбовая вспышка 19 июля 2012 г., для которой доступны высокоточные спутниковые наблюдения, прежде всего, данные со спутника RHESSI. Вспышка выбрана для моделирования ввиду наличия яркого коронального источника жесткого рентгеновского излучения (ср. с известными вспышками Масуды в 1991 и 1992 годах, [89]), который наблюдался одновременно с источниками, расположенными в хромосфере в основаниях вспышечных петель.

Используемая нами современная модель вспышки базируется на аналитических методах, разработанных в главах 1 и 2. В результате нами было показано, что классическая модель толстой мишени без обратного тока, не применима для описания вспышек с корональным источником жесткого рентгеновского излучения, поскольку неверно предсказывает наклон его спектра. Напомним, что на основании наблюдений вспышки 19 июля 2012 г. разность показателей наклона спектров коронального и хромосферного источников $\varphi_{Cor} - \varphi_{Ch} \approx 1.6$, см. раздел 4.2.2. Однако в соответствии с классической моделью тонкой и толстой мишени без обратного тока слеловало бы ожидать $\varphi_{Cor} - \varphi_{Ch} = 2$. Это разногласие так же, как и расположение оптического и хромосферного рентгеновского источников очень высоко над фотоосферой, еще раз демонстрирует существенную роль эффекта обратного тока даже в сравнительно небольших по мощности вспышках.

На примере четырех аналогичных вспышек, для которых одновременно наблюдались источники жесткого рентгеновского излучения в короне и хромосфере, в [131] показано несоответствие наблюдаемой интенсивности излучения от каждого источника классическим модельным предпосылкам:

тонкая мишень для коронального источника и упрощенная толстая мишень для оснований вспышечных петель (см. также [132, 133]). Кроме того, установлено, что количество электронов в короне превышает количество электронов в основаниях вспышечных петель, что противоречит классической модели толстой мишени, где основные потери электронов за счет их термализации происходят в более плотной хромосфере. В используемой нами самосогласованной кинетической модели вспышки подобные трудности отсутствуют.

Обсудим более подробно работу [132], в которой на примере вспышек 24 октября 2003 г. и 13 июля 2005 г. рассмотрен вопрос об интерпретации наблюдаемых спектров коронального и хромосферного источников жесткого рентгеновского излучения. В обеих вспышках эта разность показателей наклона спектров оказалась больше 2. По мнению авторов [132] существует дополнительный (по отношению к кулоновским потерям энергии) механизм, который делает спектр электронов еще более жестким (т.е. дает еще бо́льший завал при низких энергиях по сравнению с высокими энергиями) по мере проникания энергичных электронов в глубь хромосферы. Согласно [132] таким механизмом в рассматриваемых двух вспышках является электрическое поле обратного тока. В пользу этого утверждения приводятся некоторые весьма приближенные расчеты, обсуждаемые нами ниже. Последние, однако, противоречат нашим точным аналитическим моделям.

В этой связи напомним, что как отмечалось ранее (таблица 2), с учетом электрического поля обратного тока разность показателей наклона спектров излучения заведомо меньше 2. С чем же связано указанное выше противоречие?

С одной стороны, авторы [132] делают, казалось бы, такие же предположения, как и мы (раздел 2.1). Предполагается, что электрическое по-

ле обратного тока может быть найдено из классического закона Ома (5). Это означает в частности, что токовая скорость электронов обратного тока не достаточно высока для возбуждения турбулентности вне турбулентного фронта. В той же мере является естественным предположение, что прямой ток потока быстрых электронов полностью сбалансирован током обратным; см. (4).

С другой стороны, и в этом главная причина противоречия, в наших работах [А2, А4] прямой ток, переносимый энергичными электронами, вычисляется по формуле (3) через функцию распределения $f_{\mathbf{v}}(v, \theta, r)$, которая является решением двумерной в пространстве скоростей, самосогласованной кинетической задачи (разд. 2.2.1). Вместо этого, в [132] для расчета прямого тока используется некоторая процедура, основанная на одномерной по скоростям, приближенной модели толстой мишени [43]. Последняя базируется на средней скорости потерь энергии [87] электронов в мишени без учета дисперсии скоростей энергичных электронов и их углового рассеяния. Как отмечалось ранее, для электронов нельзя пренебречь рассеянием по сравнению с регулярными потерями энергии при кулоновских столкновениях. В то же время, приближенный учет рассеяния [93] с помощью средней скорости рассеяния [87] дает слишком грубое описание поведения быстрых электронов в мишени, применимое лишь при очень малых толщах [134], см. также рис. 4.2 в [24]. Следовательно, оно абсолютно не применимо к модели толстой мишени.

Из сказанного следуют два вывода.

Во-первых, чтобы рассчитать самосогласованным образом электрическое поле обратного тока и его влияние на процесс распространения в атмосфере Солнца энергичных электронов с учетом их кулоновских столкновений с тепловым частицами плазмы нельзя пользоваться простыми моделями, которые принимают во внимание средние скорости изменения энергии

и рассеяния для энергичных электронов, но пренебрегают дисперсией средних значений. Необходимо аккуратно решать соответствующую двумерную по скоростям кинетическую задачу (главы 1 и 2).

Во-вторых, найденное в двух вспышках значение разности показателей наклона спектров излучения коронального и хромосферного источников $\varphi_{Cor} - \varphi_{Ch} > 2$ не связано с электрическим полем обратного тока, как это утверждается в [132] на основе приближенной модели одномерной по скоростям. Очень мягкий спектр жесткого рентгеновского излучения коронального источника, регистрируемый в этих вспышках, по-видимому, обусловлен тем, что вклад теплового тормозного излучения высокотемпературной (сверхгорячей) в полное излучение коронального источника в целом не является малым. Очевидно, необходимо более высокое по сравнению с телескопом на спутнике RHESSI [34] пространственное разрешение жесткого рентгеновского телескопа, чтобы отделить область, расположенную в короне ниже турбулентного теплового фронта, от области сверх-горячей плазмы, расположенной выше турбулентного фронта.

Кроме того, при интерпретации излучения коронального источника следует иметь в виду возможность эффективного нагрева энергичных электронов бетатронным механизмом в коллапсирующих магнитных ловушках на пересоединенных линиях магнитного поля. Об этом речь пойдет в следующем разделе.

4.3.3 Корональные магнитные ловушки

Не менее существенная характеристика спектра коронального источника жесткого рентгеновского излучения, помимо показателя наклона, – его интенсивность. Ее наблюдаемую величину удается объяснить, принимая во внимание коллапсирующие магнитные ловушки, порожденные магнитным пересоединением в короне. Однако эта задача не является простой.
Одна из специфических особенностей процесса ускорения электронов в коллапсирующей ловушке – высокая эффективность удержания частиц. Благодаря ей при наличии яркого источника жесткого рентгеновского излучения в короне может временно отсутствовать хромосферный источник излучения [A5]. Захваченные в ловушке энергичные электроны почти не высыпаются из нее в хромосферу и, как следствие, не создают в ней заметного тормозного жесткого рентгеновского излучения. Рис. 16 демонстрирует такую ситуацию в начале импульсной фазы вспышки 19 июля 2012 г. Напротив, в тот момент времени, когда ловушка перестает удерживать энергичные электроны, они быстро высыпаются из нее, и наблюдается яркий всплеск жесткого рентгеновского излучения в хромосферных основаниях коллапсирующей ловушки.

Напомним, что во вспышке существует целый ансамбль корональных коллапсирующих ловушек, каждая из которых находится на одном из этапов своей эволюции (формирование, коллапс или уничтожение) с характерным временем жизни ~ 10 с. В отсутствии инструментов достаточного пространственного и временного разрешения проследить развитие каждой ловушки в отдельности невозможно. Поэтому мы вводим понятие "эффективной ловушки" с некоторыми усредненными параметрами сжатия. Полученные в таком приближении результаты (рис. 18) указывают на преобладающую роль бетатроного нагрева при ускорении электронов в ловушке во время солнечной вспышки 19 июля 2012 г. Действительно, если предположить, что во время импульсной фазы длина ловушки $l \approx 1$, то необходимое ускорение частиц обеспечивалось за счет ее попречного сжатия, т.е. бетатронного нагрева. Этот результат хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями [79, 81].

Убедительные выводы в пользу существования коллапсирующих магнитных ловушек в короне и их значительной роли в ускорении электронов

109

во время импульсной фазы солнечных вспышек – один из главных результатов настоящей работы. Исходной здесь является гипотеза о двухшаговом (а не двухфазном) ускорении электронов [58]. После первичного ускоренния в пересоединяющем токовом слое электроны приобретают дополнительную энергию, будучи захваченными в коллапситующие магнитные ловушки. Кроме того, в процессе взаимодействия ускоренных электронов с плазмой в атмосфере Солнца существенную роль играет электрическое поле обратного тока, эффективно воздействующее на потоки ускоренных электронов [56, 57, А1, А3].

Модель толстой мишени с обратным током, при правильном подборе параметров, полностью описывает жесткое рентгеновское излучение в хромосферных основаниях вспышечных петель. При этом модель тонкой мишени очень точно воспроизводит наклон спектра рентгеновского излучения в короне и в сочетании с моделью корональной коллапсирующей ловушки его интенсивность. Нагрев и ускорение электронов в ловушке происходят в результате действия двух механизмов: бетатронный нагрев и ускорение Ферми первого порядка. По-видимому, во время импульсной фазы некоторых вспышек пространственная конфигурация "эффективной ловушки", т.е. системы коллапсирующих петель, изменяется незначительно. Возможно, по этой причине в таких вспышках преобладает механизм бетатронного нагрева электронов в корональных коллапсирующих ловушках. Вспышки с доминирующим бетатронным нагревом должны отличаться наличием ярких источников жесткого рентгеновского излучения в вершине вспышечной петли. Разумеется, этот вопрос требует дополнительных исследований, прежде всего с наблюдательной точки зрения. Благодаря существующим и перспективным космическим экспериментам [92, 135] можно ожидать новых подтверждений выводов настоящей работы.

110

Заключение

Основные результаты работы таковы.

 Построена самосогласованная кинетическая модель распространения в атмосфере Солнца энергичных электронов во время импульсной фазы вспышки. Получены аналитические решения двух кинетических задач, описывающих следующие процессы.

(А) Распространение в короне и хромосфере энергичных электронов, предварительно ускоренных в пересоединяющем высокотемпературном (сверхгорячем) токовом слое. Принципиальные особенности модели – двумерность в пространстве скоростей и учет электрического поля обратного тока.

(Б) Дополнительное ускорение в корональных коллапсирующих магнитных ловушках посредством бетатронного нагрева и ускорения Ферми первого порядка.

 Показано, что в короне внутри коллапсирующих ловушек энергичные электроны генерируют всплески тормозного жесткого рентгеновского излучения. Последние могут наблюдаться при достаточно большой мере эмиссии, которая, в свою очередь, зависит от концентрации тепловых электронов внутри ловушки.

Высыпающиеся из коллапсирующих ловушек в хромосферу энергичные электроны генерируют большие всплески жесткого рентгеновского излучения в основаниях вспышечных петель.

Оба типа всплесков доступны всестороннему излучению на современных космических обсерваториях.

3. Результаты моделирования вспышки 6 декабря 2006 г. продемонстрировали следующие особенности самосогласованной кинетической модели.

(A) В мощных вспышках балла X плотность потока энергии, переносимой энергичными электронами, может достигать огромных значений, $\gtrsim 10^{13}$ эрг см⁻² с⁻¹.

(Б) Под действием электрического поля обратного тока энергичные электроны частично возвращаются обратно в источник и обеспечивают дополнительный, в сравнении с классической моделью толстой мишени без обратного тока, нагрев корональной плазмы.

- Необходимость учета эффекта обратного тока подтверждена на примере солнечной вспышки 19 июля 2012 г. Разность показателей наклона наблюдаемых спектров жесткого рентгеновского излучения в короне и хромосфере *φ*_{Cor} − *φ*_{Ch} ≈ 1.6, что не соответствует предсказаниям классической модели без обратного тока, в рамках которой *φ*_{Cor} − *φ*_{Ch} = 2. В приближении толстой мишени с обратным током наблюдаемое соотношение показателей наклона получается естественным образом без каких-либо дополнительных предположений.
- 5. На примере солнечной вспышки 19 июля 2012 г. обнаружены наблюдательные подтверждения существования и высокой эффективности ускорения электронов в корональных коллапсирующих магнитных ловушках. Для указанной вспышки 19 июля 2012 г. непосредственные наблюдения источников жесткого рентгеновского излучения на момент начала импульсной фазы вспышки, когда наблюдался яркий корональный источник в отсутствии излучения из хромосферы.

Принципиальным подтверждением ускорения электронов в коллапсирующих магнитных ловушках является точное воспроизведение показателя наклона спектра коронального источника жесткого рентгеновского излучения, идеально совместимое с результатами моделирования источника излучения в хромосферных основаниях вспышечных петель.

- 6. Показано, что степень поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек невелика и составляет ≤ 3%. Такие расчеты необходимы ввиду отсутствия достоверных результатов внеатмосферных измерений поляризации. Можно надеяться, что в космических экспериментах ближайшего будущего поляризация жесткого рентгеновского излучения вспышек будет измерена с достаточно высокой точностью. Это обеспечит еще один независимый способ проверки модельных представлений о вспышках на Солнце.
- 7. Разработано программное обеспечение, позволяющее проводить расчеты в рамках предложенных в настоящей работе аналитических моделей, визуализировать их результаты, проводить сравнение с данными спутниковых и наземных наблюдений солнечных вспышек.

* * *

Полученные в настоящей работе результаты весьма актуальны и (при всей своей завершенности на данный момент в полном соответствии современному уровню наблюдений Солнца) предлагают дальнейшие направления исследований, связанные с перспективными внеатмосферными и наземными наблюдениями, а также более детальным кинетическим описанием солнечных вспышек.

Во-первых, предполагается обработка новых высокоточных наблюдений вспышек с яркими корональными источниками жесткого рентгеновского излучения с целью их моделирования и дополнительного подтверждения выводов данной работы об эффективности коллапсирующих магнитных ловушек в короне.

Во-вторых, современные разработки наземных оптических наблюде-

ний обещают получение томогрфических разрезов активных областей и вспышек, что позволило бы регистрировать поля скоростей на разных уровнях в атмосфере Солнца.

В-третьих, в контексте будущих высокоточных измерений поляризации жесткого рентгеновского излучения вспышки, необходимо исследовать вопрос о начальном угловом распределении инжектируемых энергичных электронов.

Наконец, модель толстой мишени с обратным током может быть надежной основной для изучения феномена "белой вспышки". Для этого, как уже отмечалось, необходимо аккуратно исследовать гидродинамический отклик хромосферы на импульсный нагрев столь большими потоками энергичных электронов.

Фундаментальный характер рассмотренных физических процессов позволяет использовать результаты настоящей работы в решении более широкого круга астрофизических задач, в которых ключевую роль играют эффект магнитного пересоединения в сильном магнитном поле и его важнейшие следствия: ускорение и распространение заряженных частиц, их электромагнитное излучение в различных диапазонах спектра, высокоскоростные направленные течения высокотемпературной плазмы, мощные потоки тепла.

114

Приложение

Приведем подробный вывод основного кинетического уравнения (9), решения которого для различных случаев рассмотрены в главах 1 и 2. Перепишем исходное уравнение (6) с учетом (7):

$$v\cos\theta \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial x} - \frac{eE}{m_e}\cos\theta \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial v} - \frac{eE}{m_ev}\sin^2\theta \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial\cos\theta} - \frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \nu_{coll}(v) \left(\frac{k_{\rm B}T_2}{m_e} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial v} + v f_{\mathbf{v}} \right) \right] - \frac{1}{v_{coll}(v)} \frac{\partial}{\partial\cos\theta} \left(\sin^2\theta \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial\cos\theta} \right) = 0.$$
(A1)

Подставив в (A1) выражение для частоты кулоновских столкновений сверхгорячих электронов с электронами и протонами в горячей плазме (8), получим уравнение

$$\upsilon \cos \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial x} - \frac{eE}{m_e} \cos \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \upsilon} - \frac{eE}{m_e \upsilon} \sin^2 \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \cos \theta} - \frac{1}{\upsilon^2} \, \frac{\partial}{\partial \upsilon} \left[\upsilon^2 \, \frac{4\pi \, n_2 \, e^4}{m_e^2 \, \upsilon^3} \ln \Lambda \left(\frac{k_{\rm B} T_2}{m_e} \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \upsilon} + \upsilon f_{\mathbf{v}} \right) \right] - \frac{4\pi \, n_2 \, e^4}{m_e^2 \, \upsilon^3} \ln \Lambda \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \left(\sin^2 \theta \, \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \cos \theta} \right) = 0.$$
 (A2)

С целью перейти от исходных переменных (x, v, θ) к безразмерным переменным (s, z, μ) сделаем следующие подстановки в (А2):

$$\partial x = \frac{(k_B T_1)^2}{\pi n_2 e^4 \ln \Lambda} \,\partial s \,, \qquad \qquad \upsilon = \left(\frac{2k_B T_1}{m_e}\right)^{1/2} z^{1/2} \,,$$
$$\cos \theta = \mu \,, \qquad \qquad \qquad E = \frac{2\pi n_2 e^3 \ln \Lambda}{k_B T_1} \,\varepsilon$$

получим

$$\left(\frac{2k_BT_1}{m_e}\right)^{1/2} z^{1/2} \mu \frac{\pi n_2 e^4 \ln \Lambda}{(k_B T_1)^2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} - \frac{8\pi n_2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \varepsilon \mu z^{1/2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} - \frac{4\pi n_2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \varepsilon \left(1 - \mu^2\right) z^{-1/2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} - \left(\frac{m_e}{2k_B T_1}\right)^{3/2} 2 z^{-1/2} \times \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\frac{2k_B T_1}{m_e}\right) \frac{4\pi n_2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \left(\left(\frac{2k_B T_2}{m_e}\right) \left(\frac{m_e}{2k_B T_1}\right)^{1/2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} + \left(\frac{2k_B T_1}{m_e}\right)^{1/2} f_{\mathbf{v}} \right) \right] - \frac{4\pi n_2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} z^{-3/2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\left(1 - \mu^2\right) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \right) = 0.$$
 (A3)

Отсюда имеем

$$\frac{4}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} z^2 \mu \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} - 2 \frac{4}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \varepsilon z^2 \mu \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} - \frac{4}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \varepsilon z (1-\mu^2) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} - \frac{4}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \left(\left(\frac{2k_B}{m_e} \right) \frac{T_2}{T_1} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} + \left(\frac{2k_B}{m_e} \right) f_{\mathbf{v}} \right) \right] - \frac{4}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \left(\frac{4}{m_e^{1/2} (2k_B T_1)^{3/2}} \frac{\partial}{\partial \mu} \left((1-\mu^2) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \right) = 0. \quad (A4)$$

Учитывая $au = T_2/T_1$, преобразуем (A4) к виду

$$\mu z^{2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial s} - 2\varepsilon \,\mu z^{2} \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} - \varepsilon z \left(1 - \mu^{2}\right) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} = 2z \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial z} + 2\tau z \frac{\partial^{2} f_{\mathbf{v}}}{\partial z^{2}} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\left(1 - \mu^{2}\right) \frac{\partial f_{\mathbf{v}}}{\partial \mu} \right].$$
(A5)

Благодарности

Автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Сомову Борису Всеволодовичу за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство, безграничное терпение и внимание к тем деталям, которые определяют сущность процессов не только в науке, но и в повседневной жизни.

Автор благодарит оппонентов за полезные замечания, позволившие значительно улучшить содержание диссертационной работы. Отдельно словами благодарности хочется отметить рецензентов журнала «Письма в Астрономический журнал», Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку (проект 16-02-00585А), авторов шаблона «Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template» за помощь в оформлении диссертации. Автор также благодарит своих близких, постоянная поддержка которых сделала настоящую работу возможной.

Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в следующих научных статьях в рецензируемых журналах из списков Scopus, Web of Science и RSCI:

- [А1] Грицык П. А., Сомов Б. В., Кинетическое описание потока ускоренных электронов в солнечных вспышках // Вестник МГУ. Серия З. Физика. Астрономия. —2011. —Т. 5. —С. 57 – 63. (IF = 0.506)
- [А2] Сомов Б. В., Грицык П. А., О тормозном излучении ускоренных электронов в солнечных вспышках // Вестник МГУ. Серия З. Физика. Астрономия. — 2012. — Т. 1. — С. 106 – 112. (IF = 0.506)
- [АЗ] Грицык П. А., Сомов Б. В., Эффект обратного тока в современных моделях солнечных вспышек: теория и высокоточные наблюдения // Письма в Астрономический журнал. —2014. —Т. 40, № 8. —С. 554 – 565. (IF = 1.160)
- [А4] Грицык П. А., Сомов Б. В., Рентгеновское и микроволновое излучение солнечной вспышки 19 июля 2012 года: высокоточные наблюдения и кинетические модели // Письма в Астрономический журнал. —2016.
 —Т. 42, № 8. —С. 586 599. (IF = 1.160)
- [А5] Грицык П. А., Сомов Б. В., Ускорение электронов в магнитных ловушках солнечной вспышки: модельные свойства и их наблюдательные подтверждения // Письма в Астрономический журнал. — 2017. — Т. 43, № 9. —С. 676 – 686. (IF = 1.160)
- [Аб] Грицык П. А., Сомов Б. В., Аналитическая модель распространения тепловых убегающих электронов в солнечных вспышках // Письма в Астрономический журнал. 2019. Т. 45, № 4. С. 279 289. (IF = 1.160)

Список литературы

- [1] Smith H. J., Smith E. v. P., Solar flares. New York : The MacMillan Co., 1963. — 315 p.
- [2] Svestka Z., Solar flares. —Dordrecht, Holland : D. Reidel Publishing Company, 1976. —415 p.
- [3] Сомов Б. В., Вспышка на Солнце // Физическая энциклопедия. Москва : Издательство "Советская энциклопедия", 1988. Т. 1. С. 350.
- [4] Aschwanden M., Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2005. 908 p.
- [5] Fletcher L., et al., An observational overview of solar flares // Space Science Reviews. —2011. —Vol. 159. —P. 19.
- [6] Howard T., Coronal mass ejections: An introduction. New York : Springer Science+Business Media, 2011. — 244 p.
- [7] Hanslmeier A., The Sun and space weather. —Dordrect, The Netherlands : Springer, 2007. —315 p.
- [8] Lilensten J., Space weather. —Dordrect, The Netherlands : Springer, 2007.
 —330 p.
- [9] Пилипенко В. А., Браво М., Романова Н.В., Козырева О. В., Самсонов С. Н., Сахаров Я. А., Геомагнитный и ионосферный отклики на межпланетную ударную волну 17 марта 2015 г. // Физика Земли. —2018.
 —№ 5. —С. 61.
- [10] Zhang J., et al., Earth-affecting Solar Transients. Springer Nature B.V., Netherlands, 2019. —744 p.

- [11] Сомов Б. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками // Успехи физических наук. —1976.
 —Т. 120. —С. 217.
- [12] Somov B. V., Physical processes in solar flares. Dordrecht, Holland :
 Springer Science+Business Media, Dordrecht, 1992. —249 p.
- [13] Aschwanden M. J., et al., Global energetics of solar flares. III. Nonthermal energies // The Astrophysical Journal. —2016. —Vol. 832. —P. 27.
- [14] Feng L., et al., Magnetic energy partition between the coronal mass ejection and flare from AR 11283 // The Astrophysical Journal. — 2013. — Vol. 765. — P. 37.
- [15] Giovanelli R. G., Chromospheric flares // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. —1948. —Vol. 108. —P. 163.
- [16] Parker E. N., Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids // Journal of Geophysical Research. —1948. —Vol. 62. —P. 509.
- [17] Dungey J. W., Cosmic electrodynamics. Cambridge, England : Cambridge Univercity Press, 1958. —315 p.
- [18] Sweet P. A., The production of high energy particles in solar flares // Il Nuovo Climento. —1958. —Vol. 8. —P. 188.
- [19] Сыроватский С. И., Устойчивость плазмы в неоднородном магнитном поле и механизм солнечных вспышек // Астрономический журнал. — 1962. — Т. 39. — С. 987.
- [20] Сыроватский С. И., Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц // Астрономический журнал. 1966. Т. 43. С. 340.
- [21] Sweet P. A., Mechanisms of solar flares // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. —1969. —Vol. 7. —P. 149.

- [22] Clairns I. H., et al., Low altitude solar magnetic reconnection, type III solar radio bursts, and X-ray emissions // Scientific Reports. —2018. —Vol. 8. —P. 1676.
- [23] Priest E., Forbes T., Magnetic reconnection: MHD theory and applications.—Cambridge : Cambridge University Press, 2000. —612 p.
- [24] Somov B. V., Plasma astrophysics. Part I: Fundamentals and practice. Second edition. New York : Springer Science+Business Media, 2012. 498 p.
- [25] Somov B. V., Plasma astrophysics. Part II: Reconnection and flares. Second edition. —New York : Springer Science+Business Media, 2013. —504 p.
- [26] Krucker S., et al., Hard X-ray emission from the solar corona // The Astronomy and Astrophysics Review. —2008. —Vol. 16. —P. 155.
- [27] Zharkova V. V., et al., Recent Advances in understanding particle acceleration processes in solar flares // Space Science Reviews. — 2011. — Vol. 159. — P. 357.
- [28] Emslie A. G., et al., High-energy aspects of solar flares. New York : Springer-Verlag, 2012. —478 p.
- [29] Benz A. O., Flare observations // Living Reviews in Solar Physics. —2017.
 —Vol. 14. —P. 2.
- [30] Hudson H. S., Ryan J., High-energy particles in solar flares // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. —1995. —Vol. 33. —P. 239.
- [31] Somov B. V., Cosmic plasma physics. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 2000. —652 p.
- [32] Aschwanden M. J., Particle acceleration and kinematics in solar flares. —
 Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 2002. 227 p.

- [33] Miroshnichenko L. I., Solar cosmic rays. —Heidelberg : Springer, 2015. —521 p.
- [34] Sui L., Holman G. D., Dennis B. R., Evidence for magnetic reconnection in three homologous solar flares observed by RHESSI // The Astrophysical Journal. —2004. —Vol. 612. —P. 546.
- [35] Dennis B. R., et al., Coronal Hard X-Ray Sources Revisited // The Astrophysical Journal. —2018. —Vol. 867. —P. 82.
- [36] Casolino M., et al., Cosmic ray measurements with Pamela experiment // Nuclear Physics. —2009. —Vol. 190. —P. 293.
- [37] Гальпер А. М., Стожков Ю. И., ПАМЕЛА приоткрывает окно в мир темной материи // Вестник Российской академии наук. — 2010. — Т. 80, № 8. — С. 294.
- [38] Syrovatskii S. I., Shmeleva O. P., Distribution of temperature and emission measure in solar flares // Solar Terrestrial Relations / Ed. by D. Venkatesan.
 —1973. —P. 243.
- [39] Shih A. Y., Lin R. P., Smith D. M., RHESSI observations of the proportional acceleration of relativistic >0.3 MeV electrons and >30 MeV protons in solar flares // The Astrophysical Journal Letters. —2009. —Vol. 698. P. L152.
- [40] Сомов Б. В., Ярче тысячи звезд // Наука и жизнь. 2007. № 8. —
 С. 11.
- [41] Aschwanden M., Chromospheric Height and Densitymeasurements in a Solar Flare Observed With Rhessi // Solar Physics. 2002. Vol. 383. P. 210.

- [42] Young P. R. et al., High-precision density measurements in the solar corona
 I. Analysis methods and results for Fe XII and Fe XIII // Astronomy and
 Astrophysics. —2009. —Vol. 495. —P. 587.
- [43] Brown J. C., The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-Ray bursts // Solar Physics. —1971. —Vol. 18. —P. 489.
- [44] Сыроватский С. И., Шмелева О. П., Нагрев плазмы электронами высоких энергий и нетепловое рентгеновское излучение солнечных вспышек // Астрономический журнал. —1972. —Т. 49. —С. 334.
- [45] Holt S. S., Ramaty R., Microwave and hard X-ray bursts from solar flares // Solar Physics. —1969. —Vol. 8. —P. 119.
- [46] Ramaty R., Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma // The Astrophysical Journal. —1969. —Vol. 158. —P. 753.
- [47] Melnikov V. F., Gary D. E., Nita G. M., Peak frequency dynamics in solar microwave bursts // Solar Physics. —2008. —Vol. 253. —P. 43.
- [48] Chernov G. P., Fine structure of solar radio bursts. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2011. — 282 p.
- [49] Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., Cosmic magnetobremsstrahlung (synchrotron radiation) // Annual Review of Astronomy and Astrophysics. — 1965. —Vol. 3. —P. 297.
- [50] Zheleznyakov V. V., Radiation in astrophysical plasmas. Dordrecht, Boston : Kluwer Academic Publishers, 1996. —462 p.
- [51] R. P. Lin et al., The Reuven Ramaty high-energy solar spectroscopic imager (RHESSI) // Solar Physics. —2002. —Vol. 210. —P. 3.

- [52] J. R. Lemen et al., The atmospheric imaging assembly (AIA) on the solar dynamics observatory (SDO) // Solar Physics. 2012. Vol. 275. P. 17.
- [53] S. Christe et al., FOXSI-2: Upgrades of the focusing optics X-ray solar imager for its second flight // Journal of Astronomical Instrumentation. — 2016. —Vol. 5. —P. 625.
- [54] Hudson H. S., Chasing white-light flares // Solar Physics. —2016. —Vol. 291. —P. 1273.
- [55] Hoyng P., van Beek H. F., Brown J. C., High time resolution analysis of solar hard X-ray flares observed on board the ESRO TD-1A satellite // Solar Physics. —1976. —Vol. 48. —P. 197.
- [56] Diakonov S. V., Somov B. V., Thermal electrons runaway from a hot plasma during a flare in the reverse-current model and their X-ray bremsstrahlung // Solar Physics. —1988. —Vol. 116. —P. 119.
- [57] Litvinenko Yu. E., Somov B. V., Nonthermal electrons in the thick-target reverse-current model for hard X-ray bremsstrahlung // Solar Physics. — 1991. —Vol. 131. —P. 319.
- [58] Somov B. V., Kosugi T., Collisionless reconnection and high-energy particle acceleration in solar flares // The Astrophysical Journal. — 1997. — Vol. 485. — P. 859.
- [59] Сомов Б. В., О возможности быстрого пересоединения магнитного поля и ускорения частиц в неравновесной магнитосфере релятивистской звезды // Астрономический журнал. — 2011а. — Т. 88, № 11. — С. 1045.
- [60] Сомов Б. В., Новый сценарий импульсных всплесков жесткого электромагнитного излучения в космической плазме // Письма в Астро-

номический журнал. —2011b. —Т. 37, № 10. —С. 679.

- [61] Bezrodnykh S. I., Somov B. V., An analysis of magnetic field and magnetosphere of neutron star under effect of a shock wave // Advances in Space Research. —2015. —Vol. 56. No. 5. —P. 2779.
- [62] Becker W., Neutron stars and pulsars. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2009. —697 p.
- [63] Fleishman G. D., Toptygin N., Neutron stars and pulsars. New York : Springer Science+Business Media, 2013. — 712 p.
- [64] A. Balogh, et al., Particle acceleration in cosmic plasmas. New York : Springer-Verlag, 2013. 640 p.
- [65] Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей. — Москва : Издательство АН СССР, 1963. — 385 с.
- [66] Dorman L., Particle acceleration in cosmic plasmas. Springer, Netherlands, 2009. — 770 p.
- [67] Shalchi A., Nonlinear cosmic ray diffusion theories. —Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2009. —199 p.
- [68] Sakai J.-I., de Jager C., Cosmic plasma physics. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1996. —192 p.
- [69] Lin R. P., Hudson H. S., 10–100 keV electron acceleration and emission from solar flares // Solar Physics. —1971. —Vol. 17. —P. 412.
- [70] Leach J., Petrosian V., Impulsive phase of solar flares. I –Characteristics of high energy electrons // The Astrophysical Journal. —1981. —Vol. 251. —P. 781.
- [71] Gritsyk P. A., Somov B. V., Electron acceleration in collapsing magnetic traps during the solar flare on July 19, 2012: observations and models // Proceedings IAU Symposium No 335. —2018. —P. 90.

- [72] Сомов Б. В., Быстрое магнитное пересоединение и транзиентные явления с ускорением части в солнечной короне // Известия АН СССР. Серия физическая. —1981. —Т. 45. —С. 576.
- [73] Brown J. C., Spicer D. S., Melrose D. B., Production of a collisionless conduction front by rapid coronal heating and its role in solar hard X-ray bursts // The Astrophysical Journal. —1979. —Vol. 228. —P. 592.
- [74] van den Oord G. H. J., The electrodynamics of beam/return current systems in the solar corona // Solar Physics. —1990. —Vol. 234. —P. 496.
- [75] Knight J. W., Sturrock P. A., Reverse current in solar flares // Solar Physics.
 —1977. —Vol. 218. —P. 306.
- [76] Сермулыныш В. А., Сомов Б. В., Задача об обратном токе при нагреве атмосферы Солнца ускоренными электронами // Комплексное изучение Солнца: труды XII Ленинградского семинара по космофизике. / Под ред. В. А. Дергачев, Г. Е. Кочарова. РТП ЛИЯФ. — 1982. — С. 90.
- [77] Владимиров В. С., Уравнения математической физики. Москва : Наука, 1981. — 512 с.
- [78] Dennis B. R., Emslie A. G., Hudson H. S., Overview of the volume // Space Science Reviews. —2011. —Vol. 159. —P. 3.
- [79] Сомов Б. В., Богачев С. А., О бетатронном эффекте в коллапсирующих магнитных ловушках // Письма в Астрономический журнал. —2003.
 —Т. 29. —С. 701.
- [80] Богачев С. А., Сомов Б. В., Сравнение эффективности ускорения Ферми и бетатронного ускорения в коллапсирующих магнитных ловушках // Письма в Астрономический журнал. —2005. —Т. 31. —С. 601.

- [81] Богачев С. А., Сомов Б. В., Формирование степенных спектров электронов в коллапсирующих магнитных ловушках // Письма в Астрономический журнал. — 2007. — Т. 33. — С. 62.
- [82] Emslie A. G., The effect of reverse currents on the dynamics of nonthermal electron beams in solar flares and on their emitted X-ray bremsstrahlung // The Astrophysical Journal. —1980. —Vol. 235. —P. 1055.
- [83] Gopasyuk S. I., Solar magnetic fields and large-scale electric currents in the active regions // Advances in Space Research. — 1990. — Vol. 10. — P. 151.
- [84] C. P. Goff et al., Relating magnetic field strengths to hard X-ray emission in solar flares // Astronomy and Astrophysics. — 2004. — Vol. 423. — P. 363.
- [85] T. Török et al., Distribution of electric currents in solar active regions // The Astrophysical Journal Letters. —2014. —Vol. 782. —P. L10.
- [86] M. Janvier et al., Evolution of flare ribbons, electric currents, and quasiseparatrix layers during an X-class flare // Astronomy and Astrophysics. —2016. —Vol. 591. —P. 141.
- [87] Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа. Москва : Мир, 1965. — 212 с.
- [88] RHESSI Flare Survey. 2018. URL: http://www.ssl.berkeley.edu/ ~moka/rhessi/ (online; accessed: 10.02.2018).
- [89] S. Masuda et al., A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection // Nature. 1994. Vol. 371. P. 495.
- [90] Elwert G., Haug E., On the Polarization and Anisotropy of Solar X-Radiation during Flares // Solar Physics. —1970. —Vol. 15. —P. 234.

- [91] Nocera L., Skrynnikov Yu. I., Somov B. V., Hard X-ray bremsstrahlung produced by electrons escaping a high-temperature thermal source in a solar flare // Solar Physics. —1985. —Vol. 97. —P. 81.
- [92] Duncan N., et al., First flight of the Gamma-Ray Imager/ Polarimeter for Solar flares (GRIPS) instrument // Proceedings of SPIE / Ed. by Jan-Willem A. den Herder, Tadayuki Takahashi, Marshall Bautz. — Vol. 9905. —2016. —P. 99052Q.
- [93] Brown J. C., The directivity and polarisation of thick target X-Ray bremsstrahlung from solar flares // Solar Physics. — 1972. — Vol. 26. —P. 441.
- [94] Сомов Б. В., Тиндо И. П., О поляризации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек // Космические исследования. — 1978.
 — Т. 16. — С. 686.
- [95] Tindo I. P., Somov B. V., Polarimetry of solar flare X-rays // Intercosmos Symposium on Solar Physics. —Vol. 3. —1977. —P. 31.
- [96] Eidman V. Ia., The radiation from an electron moving in a magnetoactive plasma // Soviet Physics JETP. —1958. —Vol. 34. —P. 91.
- [97] Dulk G. A., Marsh K. A., Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons // The Astrophysical Journal. —1982. —Vol. 259. —P. 350.
- [98] Fleishman G. D., Kuznetsov A. A., Fast gyrosynchrotron codes // The Astrophysical Journal. —2010. —Vol. 721. —P. 1127.
- [99] Twiss R. Q., On the nature of the discrete radio sources // Philosophical Magazine. —1954. —Vol. 45. —P. 249.

- [100] Разин В. А., К теории спектров радиоизлучения дискретных источников на частотах ниже 30 МГц. // Известия ВУЗов. Радиофизика. — 1960. — Т. 3. — С. 584.
- [101] Разин В. А., О спектре нетеплового космического радиоизлучения. // Известия ВУЗов. Радиофизика. —1960. —Т. 3. —С. 921.
- [102] Melrose D. B., Plasma Astrophysics: Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas. —Gordon and Breach, 1980. —Vol. 1. —269 p.
- [103] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теоретическая физика. Том 2. Теория поля. — 8 изд. — Москва : Физматлит, 2006. — 534 с.
- [104] Kuznetsov S. A., Melnikov V. F., Modeling the effect of plasma density on the dynamics of the microwave spectrum of solar flaring loops // Geomagnetism and Aeronomy. —2012. —Vol. 52. —P. 883.
- [105] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — Москва : Издательство "Наука 1966. — 688 с.
- [106] Fleishman G. D., Melnikov V. F., Optically thick gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions // The Astrophysical Journal. — 2003. —Vol. 584. —P. 1071.
- [107] Fleishman G. D., Melnikov V. F., Gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distributions // The Astrophysical Journal. — 2003.
 —Vol. 587. —P. 823.
- [108] Zharkova V. V., et al., Diagnostics of electron beam properties from the simultaneous hard X-ray and microwave emission in the 2001 March 10 flare // Astronomy and Astrophysics. —2011. —Vol. 532. —P. 17.

- [109] Nita G. M., et al., Three-dimensional radio and X-ray modeling and data analysis software: Revealing flare complexity // The Astrophysical Journal. —2015. —Vol. 799. —P. 236.
- [110] Kosugi T., et al., The Hinode (Solar-B) mission: An overview // Solar Physics. —2007. —Vol. 243. —P. 3.
- [111] Goodman S. J., et al., GOES: Past, Present, and Future // Comprehensive Remote Sensing / ed. by S. Liang. —Oxford : Elsevier, 2018. —P. 119.
- [112] Handy B. N., et al., The transition region and coronal explorer // Solar Physics. —1999. —Vol. 187. —P. 229.
- [113] Freeland S. L., Handy B. N., Data analysis with the SolarSoft System // Solar Physics. —1998. —Vol. 182. —P. 497.
- [114] Nakajima H., et al., The radiometer and polarimeters at 80, 35, and 17 GHz for solar observations at Nobeyama // Publications of the Astronomical Society of Japan. —1985. —Vol. 37. —P. 163.
- [115] Nakajima H., et al., The Nobeyama radioheliograph // The Nobeyama radioheliograph. —1994. —Vol. 82. —P. 705.
- [116] Neidig D. F., Wiborg P. H., Gilliam L. B., Physical properties of white-light flares derived from their center-to-limb distribution // Solar Physics. — 1993. —Vol. 144. —P. 169.
- [117] Krucker S., et al., High-resolution imaging of solar flare ribbons and its implication on the thick-target beam model // The Astrophysical Journal.
 —2011. —Vol. 739. —P. 96.
- [118] Tsuneta S., et al., Hot and superhot plasmas above an impulsive flare loop // The Astrophysical Journal. —1997. —Vol. 478. —P. 787.

- [119] Сермулыныш В. А., Сомов Б. В., О влиянии обратного тока на нагрев хромосферы ускоренными электронами // Исследования Солнца и красных звезд. —1983. —Т. 86. —С. 18.
- [120] Caspi A., Krucker S., Lin R. P., Statistical properties of super-hot solar flares // The Astrophysical Journal. —2014. —Vol. 781. —P. 43.
- [121] Орешина А. В., Сомов Б. В., О теплопроводности в высокотемпературной плазме в солнечных вспышках // Письма в Астрономический журнал. —2011. —Т. 37. —С. 789.
- [122] Battaglia M., Kontar E. P., RHESSI and SDO/AIA observations of the chromospheric and coronal plasma parameters during a solar flare // The Astrophysical Journal. —2012. —Vol. 760. —P. 142.
- [123] Liu W., Chen Q., Petrosian V., Plasmoid ejections and loop contractions in an eruptive M7.7 solar flare: Evidence of particle acceleration and heating in magnetic reconnection outflows // The Astrophysical Journal. —2013. —Vol. 767. —P. 168.
- [124] Liu R., Dynamical processes at the vertical current sheet behind an erupting flux rope // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2013.
 —Vol. 434. —P. 1309.
- [125] Krucker S., Battaglia M., Particle densities within the acceleration region of a solar flare // The Astrophysical Journal. —2014. —Vol. 780. —P. 107.
- [126] Krucker S., et al., Co-spatial white light and hard X-ray flare foot/-points seen above the solar limb // The Astrophysical Journal. — 2015. — Vol. 802. — P. 19.
- [127] Liu W., Jiang Y. W., Liu S., Petrosian V., RHESSI observations of a simple large X-ray flare on 2003 November 3 // The Astrophysical Journal. — 2004. —Vol. 611. —P. L53.

- [128] Сомов Б. В., Интерпретация наблюдаемых движений источников жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках // Письма в Астрономический журнал. —2010. —Т. 36. —С. 543.
- [129] Дьяконов С. В., Сомов Б. В., Тепловая модель с обратным током для источника жесткого рентгеновского и микроволнового излучения солнечной вспышки // Кинематика и физика небесных тел. — 1990. — Т. 6. — С. 48.
- [130] Krucker J.-C. M., et al., Chromospheric and coronal observations of solar flares with the helioseismic and magnetic imager // The Astrophysical Journal Letters. —2014. —Vol. 780. —P. L28.
- [131] Simoes P. J. A., Kontar E. P., Implications for electron acceleration and transport from non-thermal electron rates at looptop and footpoint sources in solar flares // Astronomy and Astrophysics. — 2013. — Vol. 551. — P. A135.
- [132] Battaglia M., Benz A. O., Observational evidence for return currents in solar flare loops // Astronomy and Astrophysics. —2008. —Vol. 487. —P. 337.
- [133] Ishikawa S., et al., On the relation of above-the-loop and footpoint hard
 X-ray sources in solar flares // The Astrophysical Journal. —2011. —Vol.
 737. —P. 48.
- [134] Сомов Б. В., Накопление и освобождение энергии в солнечных вспышках // Комплексное изучение Солнца: труды XII Ленинградского семинара по космофизике / Под ред. В. А. Дергачев, Г. Е. Кочарова. РТП ЛИЯФ. — 1982. — С. 6.
- [135] B. W. Grefenstette, et al., The first focused hard X-ray images of the Sun with NuSTAR // The Astrophysical Journal. —2016. —Vol. 826. —P. 20.