

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек

А.Л. Лысенко, Д.Д. Фредерикс, Г.Д. Флейшман, Р.Л. Аптекарь, А.Т. Алтынцева,  
С.В. Голенецкий, Д.С. Свинкин, М.В. Уланов, А.Е. Цветкова, А.В. Ридная

*Приводится краткий обзор современного состояния и актуальных проблем физики солнечных вспышек, которые можно прояснить методами рентгеновской и гамма-астрономии. Подробно рассмотрены несколько вопросов, среди которых — условия и механизмы ускорения электронов во вспышке, распределение вспышечной энергии между тепловым и нетепловым компонентами, гамма-излучение вспышек и его динамика, пространственная структура источников в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне. В данном контексте обсуждаются последние результаты российско-американского эксперимента *Konus-Wind*, отметившего в 2019 г. 25-летие непрерывной работы в космосе.*

**Ключевые слова:** гелиофизика, вспышки на Солнце, рентгеновская астрономия, гамма-астрономия

PACS numbers: 95.55.Ка, 96.60. – j, 96.60. qe

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038757>

## Содержание

1. Введение (878).
  2. Современные представления о солнечных вспышках (879).
    - 2.1. Наблюдения солнечных вспышек. 2.2. Модели солнечных вспышек, их происхождение и энергетические характеристики.
    - 2.3. Механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках.
    - 2.4. Открытые вопросы физики солнечных вспышек.
  3. Эксперимент *Konus-Wind* (882).
  4. Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек (883).
    - 4.1. Спектр рентгеновского излучения солнечных вспышек.
    - 4.2. Типы рентгеновских вспышек. 4.3. Ограничения на механизмы ускорения частиц по наблюдениям в жёстком рентгеновском диапазоне. 4.4. Гамма-излучение солнечных вспышек. 4.5. Пространственная структура жёстких рентгеновских источников и гамма-источников.
  5. Заключение (891).
- Список литературы (892).

## 1. Введение

Жизнь на Земле непосредственно зависит от ближайшей к нам звезды — Солнца, которое обеспечивает большую часть тепла и света. Человечество понимало это на протяжении многих тысячелетий своей истории. Однако с развитием современных технологий, в том числе космического базирования, выяснилось, что роль Солнца гораздо более разнообразна, а отдельные проявления солнечной активности могут оказывать деструктивное и даже разрушительное воздействие на технологическую инфраструктуру и здоровье человека.

Проявления солнечной активности чрезвычайно обширны: эволюционирующие корональные магнитные петли и джеты, наблюдаемые в ультрафиолетовой части спектра со спутников; корональные выбросы массы, регистрируемые в широком диапазоне длин волн — от радиодиапазона до ультрафиолетового; солнечные вспышки — относительно кратковременные сильные локальные уярчения, регистрируемые во всём многообразии электромагнитного спектра — от радиоволн до жёсткого гамма-излучения, и многое другое. Часто эти явления красивы и величественны, но в ещё большей мере — сложны и запутанны для понимания и количественного описания.

В основе солнечной активности лежит солнечный магнетизм — комплекс динамических явлений, контролирующей генерацию магнитного поля и сопутствующих электрических токов, их эволюцию, диссипацию и конверсию в энергию нагрева, ускорения частиц и крупномасштабных движений плазмы. Эволюция активной области, следуя за движениями подфотосферной плазмы, приводит к усилению электрических токов и накоплению свободной магнитной энергии. Одна часть этой энергии практически непрерывно диссипирует в тепловую энергию, а другая часть может привести к взрывному энерговыделению благодаря быстрому развитию той или иной неустойчивости. Так, в ходе солнечной вспышки

А.Л. Лысенко<sup>(1,a)</sup>, Д.Д. Фредерикс<sup>(1,b)</sup>, Г.Д. Флейшман<sup>(1,2,c)</sup>,  
Р.Л. Аптекарь<sup>(1,d)</sup>, А.Т. Алтынцева<sup>(3,e)</sup>, С.В. Голенецкий<sup>(1,f)</sup>,  
Д.С. Свинкин<sup>(1,g)</sup>, М.В. Уланов<sup>(1,h)</sup>, А.Е. Цветкова<sup>(1,i)</sup>,  
А.В. Ридная<sup>(1,j)</sup>

<sup>(1)</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург,  
Российская Федерация

<sup>(2)</sup> New Jersey Institute of Technology, University Heights, Newark,  
NJ 07102-1982, USA

<sup>(3)</sup> Институт Солнечно-Земной физики,  
ул. Лермонтова 126А, 664033 Иркутск, Российская Федерация

E-mail: <sup>(a)</sup> alexandra.lysenko@mail.ioffe.ru, <sup>(b)</sup> fred@mail.ioffe.ru,

<sup>(c)</sup> gregory@sun.ioffe.rssi.ru, <sup>(d)</sup> gflsh@njit.edu,

<sup>(e)</sup> aptekar@mail.ioffe.ru, <sup>(f)</sup> altyntsev@iszf.irk.ru,

<sup>(g)</sup> golen@mail.ioffe.ru, <sup>(h)</sup> svinkin@mail.ioffe.ru,

<sup>(i)</sup> ulanov@mail.ioffe.ru, <sup>(j)</sup> tsvetkova@mail.ioffe.ru,

<sup>(k)</sup> ridnaia@mail.ioffe.ru

Статья поступила 5 июня 2019 г.

магнитная энергия, запасённая в относительно большом объёме замагниченной короны, в результате комплекса физических явлений, обобщённо называемых "магнитным пересоединением", катастрофически выделяется за короткое время, порядка нескольких минут или даже секунд [1, 2]. Вспышка часто сопровождается как крупномасштабной перестройкой магнитного поля, так и целым фейерверком вторичных проявлений (например, полярных сияний, наблюдаемых даже на других планетах Солнечной системы [3]).

Процессы магнитного пересоединения, сопровождающиеся нагревом плазмы и ускорением заряженных частиц, ответственны за многие транзиентные явления, наблюдаемые во Вселенной на широчайшей шкале расстояний, светимости и энерговыделения. Так, проявления магнитного пересоединения зафиксированы в самых разных местах Солнечной системы: на Солнце [4, 5], в магнитосфере Земли [6, 7], хвостах комет [8] и солнечном ветре [9, 10]. По-видимому, магнитное пересоединение играет важную роль во многих астрофизических явлениях и объектах, таких как космологические гамма-всплески [11–13], происхождение масштабных радиоструктур ("дуг" и "волокон") в области Галактического центра [14], микроквезары [15], рентгеновское излучение горячего компонента межзвёздной среды [16], ускорение частиц в аккреционных дисках активных галактических ядер [17, 18], а также вспышки на сильно замагниченных нейтронных звёздах, так называемых магнетарах [19–21].

Исследования Солнца позволяют получить ограничения на параметры звёздных моделей, в частности звёздного магнитного поля и циклов звёздной активности [22–24], звёздного ветра [25, 26], выбросов массы [27] и динамики вспышечного излучения на звёздах [28]. В связи с этим трудно переоценить важность изучения Солнца, для которого структура магнитного поля, ускорение частиц, их распространение и взаимодействие могут быть исследованы на разных пространственно-временных масштабах, вплоть до относительно малых. Такая детальная наблюдательная информация необходима для понимания динамических процессов, приводящих к магнитному пересоединению и сопровождающим его явлениям, для физики солнечно-земных связей, прогнозирования космической погоды и ответа на важнейшие вопросы астробиологии.

## 2. Современные представления о солнечных вспышках

### 2.1. Наблюдения солнечных вспышек

Солнечная активность характеризуется периодичностью на различных временных масштабах (от 158 суток до нескольких тысячелетий) [29, 30], среди которых наиболее ярко выражен и известен 11-летний цикл активности. В качестве показателя солнечной активности часто используется относительное число солнечных пятен (число Вольфа), которое, как правило, хорошо коррелирует с числом солнечных вспышек.

Первое описанное наблюдение солнечной вспышки состоялось вблизи одного из максимумов солнечной активности, 1 сентября 1859 г., когда британский астроном Роберт Каррингтон наблюдал солнечную вспышку в оптическом диапазоне [31]. Данная вспышка, сопровождавшаяся сильным корональным выбросом массы (КВМ) и

мощнейшей в истории геомагнитной бурей, в дальнейшем получила название "каррингтоновского события".

С тех пор методы астрономических наблюдений, в частности наблюдений Солнца, изменились радикально, а астрономия из оптической науки превратилась во всеволновую науку. Например, обнаружение солнечной активности в радиодиапазоне было тесно связано с прогрессом радиолокации в годы Второй мировой войны и впервые описано в научной литературе вскоре после её окончания [32].

С началом космической эры стали доступны наблюдения в инфракрасном, ультрафиолетовом, рентгеновском диапазонах и гамма-диапазоне электромагнитного спектра, а развитие технологии позволило распространить диапазон радионаблюдений в миллиметровую и субмиллиметровую части спектра.

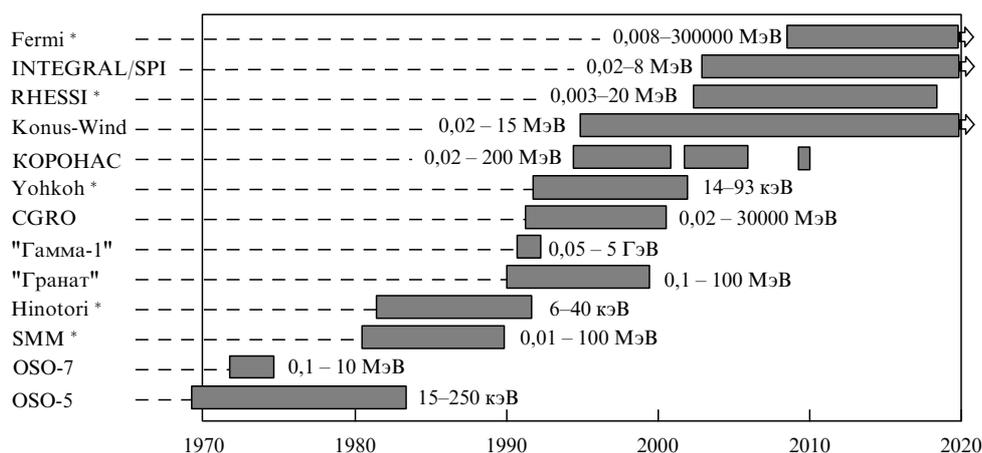
Наблюдения высокоэнергетичного электромагнитного излучения Солнца стали возможны с началом эпохи внеатмосферной астрономии в середине XX в. Первый продолжительный эксперимент по измерению потоков рентгеновского излучения был проведён на космическом аппарате (КА) "Спутник-2", запущенном 3 ноября 1957 г. [33], а в 1963–1965 гг. на геофизических ракетах удалось осуществить прямое фотографирование Солнца в рентгеновской и далёкой ультрафиолетовой областях спектра с помощью техники камеры-обскуры [34, 35].

В 1975 г. был запущен первый космический телескоп серии GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite), предназначенный для непрерывного мониторинга солнечного излучения в мягком рентгеновском диапазоне. Работа КА этой серии продолжается, на данный момент функционируют GOES-15, GOES-16 и GOES-17. Потоки мягкого рентгеновского излучения в двух широких каналах GOES ( $1-8 \text{ \AA}$  и  $0,5-4 \text{ \AA}$ ) являются основой для наиболее распространённой классификации солнечных вспышек по мощности (классы А, В, С, М, X).

История наблюдений солнечной активности в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне на КА в последние десятилетия представлена на рис. 1.

Большой вклад в наблюдения высокоэнергетичного излучения Солнца внесла обсерватория Solar Maximum Mission (SMM) [36], работавшая с февраля 1980 г. по декабрь 1989 г.

Важные результаты получены телескопами, позволяющими строить изображения Солнца в жёстком диапазоне электромагнитного спектра. Геометрия источников вспышек в мягком и жёстком рентгеновском диапазоне исследована телескопами Soft X-ray Telescope (SXT) и Hard X-ray Telescope (HXT) японской космической обсерватории Yohkoh (1991–2001 гг.) и американской обсерваторией RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) (2002–2018 гг.) [37]. Исключительная успешность исследований солнечных вспышек с использованием RHESSI [38–42] обусловлена сочетанием высокого пространственного и спектрального разрешения, что позволило строить рентгеновские изображения в различных энергетических интервалах и таким образом разделять вклады излучения различной природы. К ограничениям RHESSI следует отнести относительно низкое временное разрешение, 4 с, обусловленное периодом вращения КА и недостаточное для диагностики ускорения частиц на самых коротких временных масштабах [43], а также наличие продолжительных про-



**Рис. 1.** Наблюдения солнечной активности в жёстком рентгеновском и гамма-диапазоне на космических аппаратах в последние десятилетия. Звёздочками отмечены эксперименты с возможностью построения изображения. CGRO — Compton Gamma-Ray Observatory, OSO — Orbital Solar Observatory (расшифровки остальных аббревиатур см. в тексте).

белов в наблюдениях, связанных с прохождением КА области Южно-Атлантической аномалии и его затенениями Земли.

Среди отечественных инструментов можно выделить эксперимент "Гамма-1", проводивший наблюдения в диапазоне энергий до 5 ГэВ [44] в 1990–1992 гг. С 1994 по 2009 гг. с перерывами, сменяя друг друга, работали солнечные космические обсерватории серии КОРОНАС (Комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца). На одной из них, КОРОНАС-Ф, в 2001–2005 гг. проводился эксперимент с возможностью детектирования высокоэнергетичного излучения SONG (Solar Neutrons and Gamma rays) в диапазоне энергий 0,05–140 МэВ. Помимо гамма-излучения инструмент регистрировал нейтроны с энергиями более 20 МэВ [45]. Другой инструмент обсерватории КОРОНАС-Ф, гамма-спектрометр "Геликон", осуществлял наблюдения в диапазоне энергий 10 кэВ–10 МэВ [46].

В настоящее время данные наблюдений Солнца в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне предоставляют эксперименты Konus-Wind [47], Fermi-GBM (Gamma-ray Burst Monitor) [48] и Fermi-LAT (Large Area Telescope) [49], а также КА INTEGRAL (International Gamma Ray Astrophysics Laboratory) [50], которые изначально проектировались в первую очередь для изучения объектов вне Солнечной системы, но внесли и существенный вклад в развитие физики Солнца [51–54].

## 2.2. Модели солнечных вспышек, их происхождение и энергетические характеристики

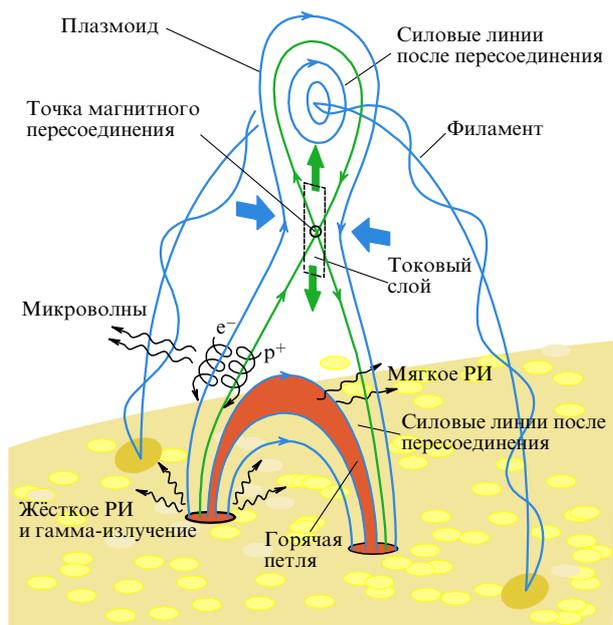
Солнечная вспышка инициируется над активными областями в солнечной короне, где доминирует энергия магнитного поля [56]. В активных областях магнитное поле очень велико: фотосферное магнитное поле может достигать 6 кГс [57–59], а корональное — 4 кГс [60] в основании короны и несколько сотен гауссов на высотах 20–30 Мм [2, 61, 62]. Степень "замагниченности" солнечной плазмы обычно характеризуется величиной параметра, называемого "плазменной бета" ( $\beta$ ), который равен отношению газокINETического и магнитного давлений. Характерные значения  $\beta$  в короне порядка 0,001–0,01, так что в солнечной короне отсутствуют

силы, которые могли бы уравновесить магнитную составляющую силы Лоренца. Связи с этим в стационарном состоянии электрический ток должен быть направлен почти вдоль направления магнитного поля, что приводит к "бессиловым" конфигурациям магнитного поля. Нестационарные процессы, происходящие под влиянием изменения конфигурации сильных локальных магнитных полей, приводят к динамическим явлениям, таким как солнечные вспышки, выбросы массы, джеты и др.

В 1960–1970-х годах была разработана "стандартная модель" солнечной вспышки [63–66], которая предполагает высвобождение энергии, накопленной в непотенциальном магнитном поле активной области, за счёт быстрого перестроения его структуры, "магнитного пересоединения". Согласно модели пересоединение происходит в токовом слое вблизи нейтральной точки вспыхивающей петли (рис. 2), находящейся в солнечной короне на высоте в несколько десятков тысяч километров. Магнитное пересоединение может быть спровоцировано подъёмом филамента [63] (магнитная трубка на рис. 2) или перекручиванием петли вследствие сдвига её оснований относительно друг друга [64]. В обоих случаях стандартная модель предполагает выброс (эрупцию) макроскопических объёмов корональной плазмы — восходящий плазмоид на рис. 2. Плазмоид представляет собой ограниченный закрученной магнитной трубкой объём плазмы [55], который впоследствии трансформируется в КВМ.

Освободившаяся в результате пересоединения энергия, помимо кинетической энергии плазмоида, расходуется на непосредственный нагрев окружающей плазмы, а также на ускорение заряженных частиц: электронов и ионов.

Часть ускоренных частиц покидает Солнце и может впоследствии регистрироваться в межпланетном пространстве как солнечные космические лучи (СКЛ), энергия которых достигает нескольких ГэВ на нуклон для ионов [67, 68] и нескольких МэВ для электронов [69, 70]. Другая их часть, которая в основном и ответственна за электромагнитное излучение вспышки, захватывается магнитными ловушками либо движется вдоль силовых линий магнитного поля вниз, к поверхности Солнца.



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) Стандартная модель солнечной вспышки. Вспышку инициирует подъём филамента, в результате чего происходят магнитное пересоединение, приток холодной плазмы с боков петли (синие стрелки) и отток горячей плазмы вверх и вниз (зелёные стрелки). Спиралью показано движение по силовым линиям ускорившихся в результате пересоединения электронов и ионов к основаниям петель, где они порождают жёсткое рентгеновское излучение (РИ) и гамма-излучение. В результате торможения ускоренных частиц плазма атмосферы Солнца нагревается, испаряется, заполняет собой поствспышечные петли и излучает в мягком рентгеновском диапазоне. (Адаптированный рисунок из [55].)

Кинематику этой части ускоренных частиц можно условно разделить на пять концептуально различных физических процессов (хотя некоторые из них могут совпадать друг с другом во времени и/или пространстве): ускорение частиц, их инжекция во вспышечную петлю, распространение в петле, захват в ловушку и высыпание в основания петли. Распространяясь в петле, электроны порождают гиротронное излучение, наблюдаемое на частотах от менее чем 1 ГГц до нескольких десятков или сотен ГГц. При достижении плотной солнечной хромосферы нетепловые электроны испытывают частые столкновения с ионами окружающей плазмы и испускают интенсивное тормозное излучение. Это излучение наблюдается в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне на энергиях до нескольких десятков и сотен кэВ, а в некоторых вспышках — и до  $\sim 10$  МэВ (более подробно этот вопрос рассмотрен в разделе 4). Под воздействием высокоэнергетичных ускоренных частиц, высыпаящихся в хромосферные основания корональных магнитных петель, хромосферная плазма нагревается и расширяется, а максвелловские (термализованные) электроны порождают в ней тормозное излучение, наблюдаемое в мягком рентгеновском, ультрафиолетовом диапазонах и радиодиапазоне.

Ионы в атмосфере Солнца вследствие своей большей массы теряют энергию менее эффективно, чем электроны, так что интенсивность их тормозного излучения неизмеримо мала. Ускоренные ионы детектируются в основном по излучению в гамма-диапазоне благодаря

ядерным реакциям, в которые они вступают при столкновениях с ионами окружающей плазмы. Гамма-излучение солнечных вспышек наблюдается как в ядерных линиях (энергии  $\sim 1 - 10$  МэВ), так и в высокоэнергетичном континууме (энергии  $\geq 10$  МэВ) [71, 72].

Электроны, движущиеся вдоль вспышечной петли, с достаточно большими pitch-углами, т.е. большими углами относительно локального вектора магнитного поля, могут отражаться от области с сильным магнитным полем и захватываться магнитными ловушками [73]. При движении в магнитной ловушке электроны тратят энергию на гиротронное излучение в микроволновом диапазоне и на столкновения с окружающей плазмой.

Часто во вспышках наблюдается высокая корреляция между временным профилем излучения в мягком рентгеновском диапазоне и интегралом по времени от профиля в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах (эффект Ньюперта [74]). Интерпретация данного явления состоит в том, что в таких событиях исходно свободная магнитная энергия преобразуется в энергию ускоренных нетепловых частиц, которые затем тратят её на нагрев окружающей плазмы. Остывание плазмы происходит медленнее, чем её нагрев за счёт ускоренных частиц; таким образом, нетепловая энергия "аккумулируется" в плазме и постепенно высвечивается в мягком рентгеновском, ультрафиолетовом и оптическом диапазонах.

Описанная выше стандартная модель хорошо подходит для объяснения морфологии многих, но далеко не всех наблюдательных явлений, сопровождающих солнечные вспышки. С широким, но не исчерпывающим списком альтернативных (и дополняющих стандартную) топологических моделей можно ознакомиться на сайте лаборатории солнечных исследований Университета Беркли <http://solarmuri.ssl.berkeley.edu/~hudson/cartoons/>. Среди них стоит выделить модели вспышек, происходящих вследствие взаимодействия двух и более близко расположенных магнитных петель [53, 75–78]. Подобные модели описывают многие "компактные" вспышки, не сопровождающиеся выбросами [79].

Ограниченность стандартной модели можно проиллюстрировать, например, сравнением магнитной (весьма скромной) энергии, сосредоточенной в токовом слое, с энергией, выделяющейся во вспышке. Расхождение между ними составляет несколько порядков величины [2], так что магнитное энерговыделение должно происходить в объёме, гораздо большем, чем объём токового слоя. Аналогичный вывод подсказывает и анализ "проблемы числа электронов": во вспышке могут ускоряться до  $10^{36}$  электронов, которые при типичных плотностях корональной плазмы должны занимать объём  $10 - 100$  Мм<sup>3</sup> [80], что намного превышает объём токового слоя. В рамках стандартной модели возникает и значительное число противоречий на уровне микроскопической физики ускорения и распространения частиц: например, проблема сильных обратных токов, неминуемо появляющихся при направленном движении заряженных частиц в плазме [81–83]. В недавней работе [2] на основании микроволновых данных высокого пространственного и спектрального разрешения показано, что резкое затухание магнитного поля во вспышке происходит в объёме, намного превышающем объём токового слоя, а именно во всём объёме "каспа" — от точки пересоединения до горячей петли (см. рис. 2).

Солнечные вспышки являются самыми высокоэнергетичными событиями в Солнечной системе. В работе [84] для 38 эруптивных вспышек были оценены полный баланс свободной магнитной энергии и энергия отдельных компонентов вспышки, включая энергию теплового излучения нагретой плазмы, энергию ускоренных электронов и ионов и энергию КВМ. Для рассмотренных событий свободная магнитная энергия вспышки находилась в пределах  $(1-30) \times 10^{32}$  эрг. В среднем по выборке среди каналов диссипации энергии основная часть ( $\sim 20\%$ ) приходится на КВМ, энергия ускоренных частиц составляет  $\sim 6\%$ , а энергия теплового излучения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне — всего около  $1\%$ ; при этом не было обнаружено какой-либо корреляции между количеством энергии в том или ином компоненте для индивидуального события.

### 2.3. Механизмы ускорения частиц в солнечных вспышках

Единственным источником ускорения заряженных частиц, понимаемого как увеличение их энергии по сравнению с начальной (например, тепловой), является работа электрического поля над частицей. При этом существенного ускорения можно достичь только тогда, когда темп набора энергии превышает темп её потерь на столкновения и излучение, т.е. ускоряющее поле должно быть в определённом смысле сильным.

Удивительно, что на этом выводе и заканчивается достигнутый на сегодня консенсус. Очевидно, что быстрое перестроение структуры магнитного поля порождает достаточно сильное электрическое поле, которое может приводить к ускорению заряженных частиц. При этом, несмотря на активные многолетние теоретические исследования, роли различных конкретных механизмов ускорения во вспышках до конца не выяснены. Также пока ещё в точности не понятно, работает ли во вспышках один "универсальный" механизм ускорения, или в разных случаях могут действовать различные механизмы.

В настоящее время рассматриваются две большие группы механизмов ускорения: регулярные и стохастические. В первом случае ускорение происходит за счёт регулярного электрического поля, например, в вертикальном токовом слое, постулируемом в рамках стандартной модели [85–89], и максимальные энергии ускоренных частиц определяются величиной поля, размерами области ускорения и дрейфами заряженных частиц из этого токового слоя.

Разновидностью регулярного ускорения является так называемое бетатронное ускорение в коллапсирующей магнитной ловушке [90, 91]. Отметим, что регулярные механизмы "в чистом виде" позволяют ускорение электронов только до относительно небольших энергий ( $\sim 10-100$  кэВ).

Стохастические механизмы ускорения предполагают наличие турбулентности в той или иной форме, например в виде ансамбля случайных волн, вихрей и/или пульсаций. В этом случае при взаимодействии между волнами и частицами в среднем превалирует передача энергии от волн частицам, так что энергия последних увеличивается за счёт энергии макроскопических возмущений [92, 93]. Стохастические механизмы могут включать в себя как резонансное [94, 95], так и нерезонансное ускорение [96–98]. Такие "классические" механизмы позволяют полу-

чить нетепловые электроны с энергиями порядка  $1$  МэВ и выше, но время ускорения, как правило, оказывается слишком длительным, что противоречит ограничениям, вытекающим из наблюдений. Стохастическое ускорение также может происходить и в сильно фрагментированном электрическом поле, не описываемом суперпозицией отдельных магнитогиродинамических или плазменных волн [88, 99–103]. В этом случае заряженные частицы могут ускоряться до больших энергий на субсекундных временных интервалах [104].

В качестве вторичного механизма ускорения электронов и ионов рассматривается ускорение на ударной волне. Ускорение ионов на ударной волне от КВМ считаются основным механизмом при генерации высокоэнергетичных СКЛ, регистрируемых в межпланетном пространстве на энергиях, достигающих нескольких ГэВ [105, 106].

### 2.4. Открытые вопросы физики солнечных вспышек

Отметим, что список нерешённых проблем и открытых вопросов физики солнечных вспышек чрезвычайно широк и далеко не исчерпывается очевидной неполнотой стандартной модели [107]. В частности, остаётся неясным, где именно запасена энергия, выделяющаяся во вспышке? Как стабильное магнитное поле переходит в нестабильное и при каких условиях происходит магнитное пересоединение? Что первично, солнечная вспышка или корональный выброс массы? С чем связано распределение энергии во вспышке между различными компонентами? Где ускоряются заряженные частицы? Каковы механизмы их ускорения? Какова максимальная эффективность ускорения частиц и чем она определяется? Каковы максимальные энергии частиц, ускоренных в солнечных вспышках?

Ответы на эти вопросы требуют привлечения современных данных высокого пространственного и временного разрешения из всех диапазонов электромагнитного спектра, детальных теоретических исследований и трёхмерного моделирования. В данной статье мы ограничены в основном рентгеновским диапазоном и гамма-диапазоном, которые в первую очередь дают информацию о нетепловых частицах — процессах их ускорения, переноса и потерь энергии [108]. Далее мы более подробно рассмотрим некоторые вопросы, связанные с феноменологией и механизмами генерации высокоэнергетичного излучения солнечных вспышек, в поисках ответов на которые важную роль сыграли результаты, полученные в ходе совместного российско-американского космического эксперимента Konus-Wind.

## 3. Эксперимент Konus-Wind

Эксперимент Konus-Wind проводится лабораторией экспериментальной астрофизики Физико-технического института (ФТИ) им. А.Ф. Иоффе с ноября 1994 г. по настоящее время с помощью российского спектрометра Konus [47] на борту космической обсерватории GGS-Wind Национального агентства по авиации и исследованию космического пространства США (NASA) (GGS — Global Geospace Science program). Основной задачей эксперимента является исследование космических гамма-всплесков [109, 110], вспышек мягких гамма-репитеров (магнетаров) [111, 112], солнечных вспышек и других транзитных астрофизических явлений в жёст-

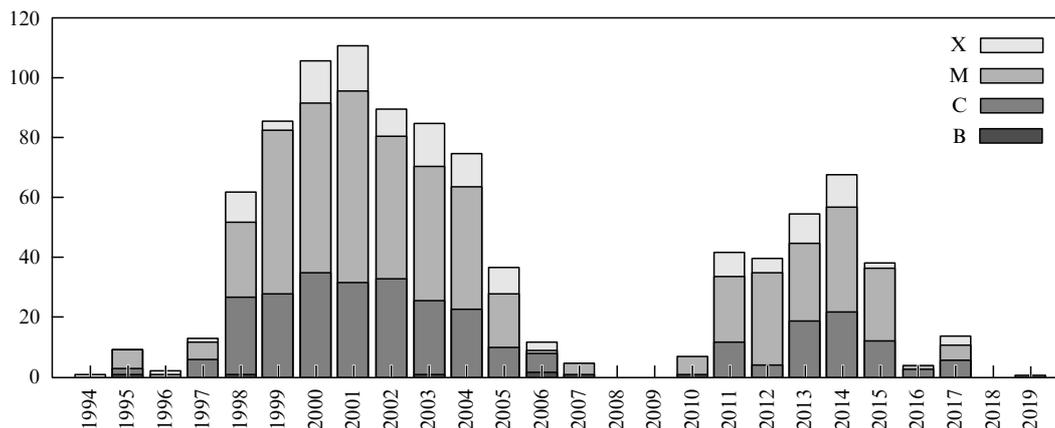


Рис. 3. Годичное распределение количества солнечных вспышек, зарегистрированных Konus-Wind в триггерном режиме.

ком рентгеновском диапазоне и мягком гамма-диапазоне.

Важнейшим преимуществом эксперимента Konus-Wind является расположение КА Wind вблизи точки L1 системы Солнце–Земля, на расстоянии около 1,5 млн км от Земли, что обеспечивает стабильную фоновую обстановку, не подверженную влиянию зон захваченной радиации, и непрерывный обзор всего неба в отсутствие его затенения Землёй. Спектрометр Konus-Wind, включающий в себя два сцинтилляционных детектора NaI(Tl) с широким диапазоном регистрируемых энергий гамма-квантов (~ 20 кэВ–15 МэВ), работает в двух режимах: фоновом и триггерном. В фоновом режиме доступны непрерывно регистрируемые скорости счёта фотонов (временные профили) в трёх широких энергетических каналах: G1 (~ 20–80 кэВ), G2 (~ 80–300 кэВ) и G3 (300–1200 кэВ) — с временным разрешением 2,944 с. В триггерном режиме, предназначенном для детального исследования ярких транзитных событий, идёт запись временных профилей излучения в тех же каналах, G1, G2, G3, но с высоким (до 2 мс) разрешением, наряду с регистрацией многоканальных спектров в энергетическом диапазоне 20 кэВ–15 МэВ, который покрывает область излучения ускоренных электронов и ионов в солнечных вспышках.

За 25 лет непрерывных наблюдений в эксперименте Konus-Wind зарегистрировано более 1000 солнечных вспышек в триггерном режиме и около 13000 вспышек — в фоновом. Таким образом, Konus-Wind является уникальным аналогом инструмента GOES, но работающим в жёстком рентгеновском диапазоне. Годичная статистика наблюдений в триггерном режиме за более чем два полных цикла солнечной активности представлена на рис. 3. Временные профили и спектральные данные по всем вспышкам, зарегистрированным в триггерном режиме, находятся в открытом доступе на сайте ФТИ им. Иоффе по адресу <http://www.ioffe.ru/LEA/kwsun/>, а также доступны для непосредственной загрузки через Интернет при работе в среде OSPEX/SSW (Object Spectral Executive/Solar SoftWare).

Несмотря на то что систематический анализ данных Konus-Wind в контексте физики Солнца начался относительно недавно, эти данные широко используются для исследований рентгеновского и гамма-излучения солнечных вспышек [52, 53, 78, 113–121].

## 4. Рентгеновское и гамма-излучение солнечных вспышек

### 4.1. Спектр рентгеновского излучения солнечных вспышек

Рентгеновское излучение солнечных вспышек определяется процессами, связанными с торможением электронов в атмосфере Солнца. Излучение менее энергетичных тепловых электронов наблюдается в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах, и его параметры определяются температурой электронов и их количеством — мерой эмиссии. Помимо континуума, генерируемого за счёт тормозного механизма, нагретая плазма излучает в атомных линиях [122–124]. Одной из наиболее ярких линий в мягком рентгеновском диапазоне является линия комплекса FeXXV/FeXX вблизи энергии 6,7 кэВ.

Тормозное излучение ускоренных электронов приходится на жёсткий рентгеновский диапазон и гамма-диапазон. Форма его спектра определяется спектром инжектированных электронов и характеристиками тормозящей среды.

Спектры нетепловых электронов обычно хорошо описываются различными разновидностями степенного закона, например, одиночным степенным законом, двойным степенным законом либо с уплощением, либо с укрупнением на высоких энергиях, степенными законами с резким обрывом выше некоторой энергии и др. В целом эти феноменологические зависимости согласуются с теоретическими представлениями и моделями ускорения и переноса частиц [92, 125, 126].

Связь между степенным спектральным индексом электронов  $\delta$  и спектральным индексом наблюдаемых фотонов  $\gamma$  определяется условиями генерации тормозного излучения, в первую очередь тем, какая доля энергии излучающего электрона теряется в процессе формирования рентгеновского спектра. Часто рассматривают два предельных случая: модели "тонкой мишени" и "толстой мишени". В модели тонкой мишени нетепловые электроны теряют в среде только незначительную часть энергии, так что энергетический спектр излучающих электронов остаётся неизменным и спектральный индекс фотонов определяется как  $\gamma_{\text{thin}} = \delta + 1$  [127]. Во втором случае нетепловые электроны инжектируются в "толстую мишень" и теряют в столкновениях всю свою энергию. Из-за формы зависимости сечения кулоновских столкнове-

ний от энергии налетающего электрона степенной индекс энергетического спектра нетепловых электронов в толстой мишени уменьшается на 2 по сравнению со степенным индексом спектра инжектируемых в мишень электронов. Соответственно, степенной индекс фотонного спектра связан со спектральным индексом инжектируемых электронов как  $\gamma_{\text{thick}} = \delta - 1$  [128, 129].

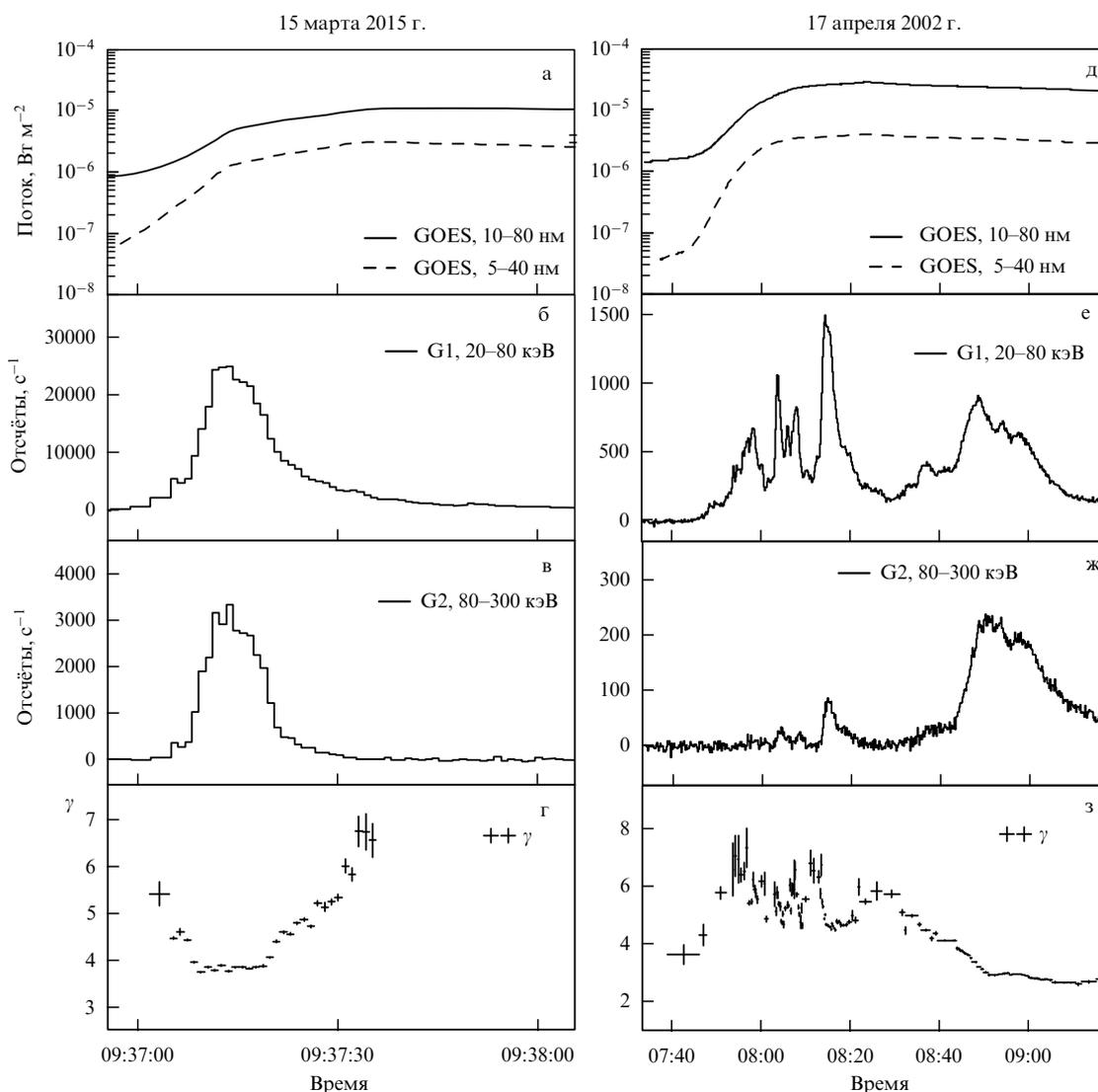
Нередко жёсткий рентгеновский спектр вспышки даже от одностепенного спектра ускоренных электронов не описывается простым степенным законом [130]. Причиной этому могут служить неоднородная ионизация [131], комптоновское альbedo [132] или обратный ток [83].

#### 4.2. Типы рентгеновских вспышек

На основе временных, спектральных и пространственных данных обсерваторий Hinotori и SMM в работах [133, 134] рентгеновские вспышки условно были разделены на три типа:

- тип А — горячие тепловые вспышки, наблюдаемые на энергиях  $< 50$  кэВ. Такие вспышки характеризуются компактными вспыхивающими петлями ( $< 5$  Мм), плавными временными профилями и длительностями порядка 10 мин, природой которых является тепловое излучение нагретой плазмы с температурой до 50 МК;

- тип В — импульсные нетепловые вспышки с характерными длительностями каждого импульса порядка нескольких десятков секунд. Размеры вспыхивающих петель в этих случаях порядка 20 Мм. Для событий данного типа жёсткое рентгеновское излучение может наблюдаться на энергиях, достигающих нескольких сотен кэВ, и характеризоваться спектральной эволюцией типа "мягкий — жёсткий — мягкий". В [135, 136] показано, что такая эволюция является, скорее всего, свойством самого механизма ускорения, а не следствием распространения частиц. Пример вспышки типа В, зарегистрированной в эксперименте Konus-Wind, приведён на рис. 4а — г;



**Рис. 4.** (а–г) Пример солнечной вспышки типа В, зарегистрированной в эксперименте Konus-Wind. (д–з) Пример солнечной вспышки типа С, зарегистрированной в эксперименте Konus-Wind. (а, д) Временные профили мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированные инструментом GOES. (б, е) Временные профили жёсткого рентгеновского излучения в канале G1 Konus-Wind. (в, ж) Временные профили жёсткого рентгеновского излучения в канале G2 Konus-Wind. (г, з) Степенные индексы жёсткого рентгеновского излучения, оценённые по данным Konus-Wind.

• тип С — постепенные нетепловые вспышки с плавно изменяющимися потоками жёсткого рентгеновского и микроволнового излучения. Для вспышек этого типа характерны сложная система высоких ( $\sim 50$  Мм) петель и длительности порядка нескольких десятков минут [137–140]. Спектральная эволюция излучения в жёстком рентгеновском диапазоне описывается законом "мягкий – жёсткий – ещё жёстче". Увеличение жёсткости спектра с течением вспышки объясняют захватом ускоренных электронов в ловушки, последующим торможением и рассеянием в конус потерь менее энергетичных электронов (до тепловых скоростей) в сочетании с плавным доускорением более энергетичных [137, 139]. Пример вспышки типа С, зарегистрированной в эксперименте Konus-Wind, приведён на рис. 4д–з.

Предположительно "тепловые" вспышки типа А (их примеры можно найти в [141, 142]) возникают в результате прямого нагрева корональной плазмы энергией, выделяющейся при магнитном пересоединении, в то время как во вспышках типов В и С значительная часть выделяющейся магнитной энергии расходуется на ускорение частиц. Разумеется, наличие ускорения частиц во вспышке не исключает прямого нагрева плазмы под действием дополнительных механизмов. Наиболее распространены именно такие вспышки, в которых нагрев осуществляется как непосредственно, так и за счёт потерь энергии ускоренных электронов [143] и, возможно, ионов.

В [144] выделено два основных компонента теплового излучения. Первый, связанный с непосредственным нагревом, характеризуется большей температурой и меньшей мерой эмиссии. Второй компонент, для которого характерны умеренная температура и большая мера эмиссии, является следствием влияния ускоренных частиц. Он возникает под действием цепочки динамических процессов, которая включает в себя гидродинамический отклик хромосферной и корональной плазмы на поток высыпавшихся нетепловых электронов.

Хотя ускорение заряженных частиц может сосуществовать с "прямым" нагревом плазмы, в литературе описаны события, в которых большая часть энергии расходуется на ускорение частиц, тогда как прямой нагрев отсутствует или является неизмеримо малым. Такие события недавно были выделены в отдельный тип [113], поскольку в них в принципе гораздо проще исследовать цепочку преобразования выделяющейся магнитной энергии в другие формы энергии. К этому типу относят события, в которых значительное нетепловое излучение сопровождается сравнительно слабым тепловым откликом [53, 145–148], так называемые холодные вспышки. Анализ их энергетического баланса показывает, что для наблюдаемого нагрева плазмы достаточно только энергии, запасённой в ускоренных электронах, без привлечения механизмов непосредственного нагрева [149]. Изучение холодных вспышек позволяет, во-первых, понять, чем обусловлено распределение энергии во вспышке между тепловым и нетепловым компонентами, и, во-вторых, получить лучшую оценку параметров нетеплового рентгеновского излучения на низких энергиях ( $\sim 5$ – $20$  кэВ), поскольку в рассматриваемом случае примесь теплового излучения на импульсной фазе мала.

В работе [113] среди солнечных вспышек, зарегистрированных Konus-Wind в триггерном режиме в 1994–2017 гг., был проведён систематический поиск холодных вспышек на основании соотношения между потоками

нетеплового (Konus-Wind) и теплового (GOES) излучения. Статистический анализ отобранных событий в жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах выявил, что часть холодных вспышек происходит в компактных плотных петлях с высокими магнитными полями, в то время как другие ассоциируются с низкими магнитными полями и разрежённой плазмой. Тем не менее для обеих групп характерны более жёсткие спектральные индексы, чем для "средней" вспышки. Остаётся неясным, являются ли более жёсткие спектры холодных вспышек особенностью ускорительного процесса или разновидностью эффекта селекции. Например, в случае более жёстких спектров высыпавшиеся электроны могут проникать в более глубокие слои атмосферы Солнца, за счёт чего испарение хромосферной плазмы может быть подавлено. Сформированная выборка вспышек, в которых доминирует нетепловое излучение, окажется, без сомнения, чрезвычайно полезной для детального исследования процессов ускорения частиц, передачи их энергии тепловой плазме, эволюции тепловой плазмы и динамики распределения энергии во вспышках [149].

#### 4.3. Ограничения на механизмы ускорения частиц по наблюдениям в жёстком рентгеновском диапазоне

Жёсткое рентгеновское излучение солнечных вспышек наблюдается на различных временных масштабах, от коротких субсекундных пиков до плавных многочасовых событий. До сих пор неясно, чем это обусловлено: действием различных механизмов ускорения или же тем, что длительные всплески являются суперпозицией более коротких [150].

Короткие пики жёсткого рентгеновского излучения можно рассматривать как проявления коротких дискретных эпизодов ускорения [151], длительность которых связывают с размерами области [152, 153] и с длительностью процесса пересоединения [154]. Таким образом, анализ подобных "элементарных" всплесков позволяет получить ограничения на механизмы ускорения.

Важным параметром ускорения является величина электрического поля, в частности, по отношению к так называемому дрейсеровскому полю [155]. Дрейсеровское поле — это критическая величина внешнего электрического поля, при которой для основного количества электронов с тепловой скоростью электрическая сила Лоренца уравновешена силой трения. При кулоновских столкновениях сила трения обратно пропорциональна квадрату скорости электрона [156]. При значениях поля, меньших дрейсеровского, "субдрейсеровских", ускоряться могут только быстрые частицы, находящиеся в "хвосте" максвелловского распределения скоростей. При значениях поля, превышающих дрейсеровское, "супердрейсеровских", ускоряется большинство частиц. Значение дрейсеровского поля для электронов может быть оценено как  $E_D \approx 10^{-8} n/T$  [В см<sup>-1</sup>] [156], где  $n$  — концентрация плазмы в см<sup>-3</sup>,  $T$  — её температура в кельвинах.

Для типичных параметров плазмы в области ускорения дрейсеровское поле  $E_D \sim 10^{-4}$  В см<sup>-1</sup>. Оценим время  $\tau$ , необходимое для ускорения электрона в таком поле до характерной энергии 0,5 МэВ, исходя из II закона Ньютона  $\Delta p/\Delta t = F$ . Пренебрегая начальной тепловой скоростью электрона, получаем  $p/\tau = eE_D$ , где  $p$  — релятивистский импульс электрона с энергией 0,5 МэВ,  $e$  — его заряд, что даёт время ускорения  $\tau \sim 300$  мс. Данная

оценка подтверждает принципиальную важность изменений временной структуры и спектров жёсткого рентгеновского излучения с разрешением, существенно лучшим 1 с, предусмотренных триггерным режимом эксперимента Konus-Wind.

В недавней работе [78] получены оценки величины ускоряющего электрического поля и временных масштабов ускорения во вспышке класса M9.3, произошедшей 4 августа 2011 г. В самом начале импульсной фазы данного события были зарегистрированы субсекундные пики, наблюдавшиеся как в микроволновом диапазоне радиотелескопом NoRP (Nobeyama Radio Polarimeters), так и в жёстком рентгеновском диапазоне (Konus-Wind, Fermi-GBM). Несмотря на высокую корреляцию временных профилей, измеренных в различных диапазонах, наблюдаются задержки порядка нескольких десятков миллисекунд между жёстким рентгеновским излучением на различных энергиях ( $\sim 20$ ,  $\sim 50$ ,  $\sim 100$ ,  $\sim 200$  и  $\sim 300$  кэВ). Эти задержки находятся в пределах 80 мс, и они совместимы с задержками, обусловленными разницей во времени распространения для электронов разных скоростей от вершины до оснований петли. Поскольку для ускорения электронов до больших энергий требуется более длительное время, временной масштаб ускорения до максимальных наблюдаемых в данной вспышке энергий ( $\sim 500$  кэВ) должен быть заметно меньше задержек распространения и, таким образом, не должен превышать  $\tau \sim 50$  мс. Снова отталкиваясь от соотношения  $p/\tau = eE$ , получаем нижний предел напряжённости электрического поля  $\sim 6 \times 10^{-4}$  В см $^{-1}$ , что в несколько раз превышает значение драйсеровского поля. Такие величины поля и временных масштабов ускорения несовместимы со стохастическими механизмами ускорения на плазменных турбулентностях, подразумевающих времена ускорения  $\gtrsim 0,5$  с [157].

#### 4.4. Гамма-излучение солнечных вспышек

**4.4.1. Компоненты спектра солнечных вспышек в гамма-диапазоне.** Излучение солнечных вспышек в гамма-диапазоне, в отличие от излучения в жёстком рентгеновском диапазоне, является суперпозицией нескольких компонентов [71, 158, 159]. В него вносят вклад как ультрарелятивистские электроны, порождающие континуум тормозного излучения, так и ускоренные ионы, которые наблюдаются через излучение продуктов ядерных реакций в атмосфере Солнца. Модельный спектр гамма-излучения солнечной вспышки представлен на рис. 5.

Континуум тормозного излучения в гамма-диапазоне во многих случаях может быть описан простым степенным законом [38, 160]. В то же время для некоторых событий отмечено, что спектр континуума на энергиях выше  $\gtrsim 0,5$ –1 МэВ заметно уплощается по сравнению с его более мягкой частью [114, 161, 162]. В [161] подобное ужесточение спектра учитывается введением дополнительного компонента, степенной функции с экспоненциальным завалом в области высоких энергий (Cutoff Power-Law, CPL) (см. рис. 5), а для вспышек, исследованных в [114, 162], континуум успешно описан двухстепенной моделью с изломом. Природа увеличения жёсткости континуума до сих пор является загадкой, в [163] показано, что оно не может быть объяснено особенностями распространения электронов, но, вероятно, связано с особенностями их ускорения.

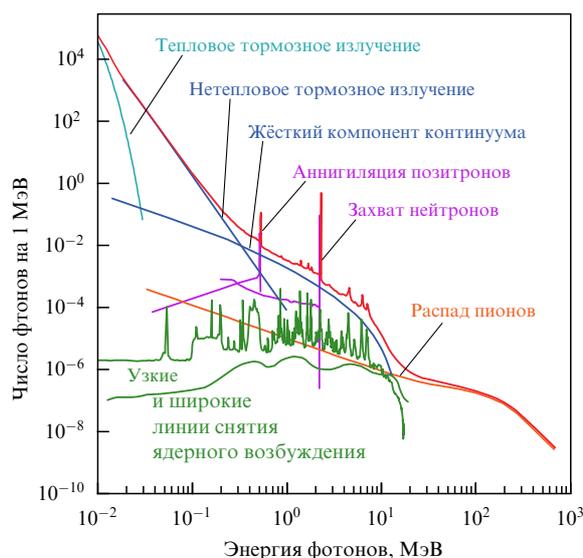


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Пример спектра рентгеновского и гамма-излучения солнечной вспышки: тормозное излучение тепловых электронов (голубая кривая), континуум — тормозное излучение нетепловых электронов и жёсткий компонент континуума (синие кривые), узкие и широкие линии снятия возбуждения ядер (зелёные кривые), излучение от аннигиляции электронов и позитронов (лиловая кривая), линия захвата нейтрона протоном на энергии 2,223 МэВ (лиловая кривая), излучение от распада пионов (оранжевая кривая), суммарный спектр (красная кривая). (Ronald Murphy, частное сообщение.)

Доминирующим компонентом спектра гамма-излучения солнечных вспышек в области энергий  $\sim 1$ –10 МэВ является суперпозиция характеристических линий, обусловленных ядерными реакциями ускоренных ионов. Впервые гамма-линии от солнечных вспышек наблюдались 4 и 7 августа 1973 г. аппаратом OSO-7 [164]. Различают характеристическое излучение от "прямых" реакций, в которых налетающей частицей являются протон или альфа-частица, а в качестве мишени выступают более тяжёлые ионы, — такие реакции дают узкие линии с шириной на половине высоты (FWHM)  $\sim 2\%$ , и от "обратных" реакций, которые, напротив, происходят между ускоренными тяжёлыми ионами и протонами или альфа-частицами окружающей плазмы. Подобные реакции дают уширенные за счёт эффекта Доплера линии (FWHM  $\sim 20\%$ ). Соотношение потоков в узких и широких ядерных линиях предоставляет инструмент для исследования элементного состава солнечной атмосферы и ускоренных частиц [165].

Важным способом диагностики солнечных нейтронов, рождённых в ядерных реакциях, является реакция их захвата с образованием дейтерия  $p + n \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$ , которой сопутствует очень узкая гамма-линия 2,223 МэВ. Поскольку данный процесс протекает на нейтронах тепловых энергий, во вспышках линия 2,223 МэВ регистрируется с задержкой  $\sim 100$  с относительно линий снятия возбуждения ядер, необходимой для термализации нейтронов [165–167].

Продуктом реакций высокоэнергетичных протонов и иных ядер ( $E \gtrsim 300$  МэВ) являются нейтральные, положительные и отрицательные пионы ( $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) [168, 169], среди которых доминируют положительные  $\pi^+$ . Нейтральные пионы распадаются на два гамма-кванта с

энергиями около 70 МэВ в системе покоя пиона и наблюдаются в спектре в виде очень широкого пика. Отрицательные пионы в результате распада порождают ультрарелятивистские электроны, которые в свою очередь вносят вклад в континуум тормозного излучения. Ультрарелятивистские позитроны рождаются в результате распада положительных пионов и помимо того, что они вносят вклад в тормозное излучение, могут аннигилировать с электронами, в результате чего образуются либо два гамма-кванта с энергиями 511 кэВ, либо три гамма-кванта в континууме с энергиями ниже 511 кэВ. Соотношение между потоками в аннигиляционной линии 511 кэВ и в континууме позволяет оценить условия в солнечной атмосфере, как это было сделано в [170] по данным RHESSI. Вклад в аннигиляционное излучение также вносят позитроны с меньшими энергиями, появившиеся в результате распада  $\beta^+$ -активных ядер, но в этом случае излучение оказывается задержанным [171, 172].

Поскольку за генерацию различных компонентов гамма-излучения отвечают ионы различных энергий, по соотношению потоков между ними можно оценить спектральный индекс ускоренных ионов [165, 173] в диапазоне от нескольких МэВ до нескольких сотен МэВ. В высокоэнергетической области  $> 300$  МэВ спектральный индекс можно оценить по форме спектра от распада пионов [169].

**4.4.2. Гамма-излучение импульсной фазы вспышки.** Детальное исследование гамма-спектров солнечных вспышек и их динамики в сочетании с наблюдениями в более мягких диапазонах позволяет получить ответы на многие вопросы, связанные с составом солнечной атмосферы и механизмами ускорения электронов и ионов. Основная трудность здесь обусловлена относительно малыми потоками вспышечного гамма-излучения и, соответственно, большими временами накопления статистически значимых спектральных данных.

Наиболее полный каталог солнечных вспышек, сопровождавшихся гамма-излучением, представлен в [174]. Каталог содержит 258 вспышек, которые зарегистрированы инструментом SMM/GRS в 1980–1989 гг. и демонстрируют излучение на энергиях  $> 300$  кэВ. Согласно данным National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA)<sup>1</sup>, за это время зарегистрировано около 23000 вспышек класса  $\geq C1.0$ , из которых вспышки с излучением  $> 300$  кэВ составили  $\sim 1\%$ . Гамма-линии были обнаружены в спектрах 67 вспышек из этих 258, что составляет  $\approx 0,3\%$  от общего числа вспышек класса C1.0 и выше. Результаты, полученные в [174], и более поздние результаты [51], основанные на данных Fermi-LAT, свидетельствуют о том, что высокоэнергетичное излучение в линиях наблюдается только во вспышках класса M и X, тем не менее интенсивность гамма-излучения слабо коррелирует с классом вспышки GOES.

Восстановление спектральных индексов ускоренных протонов на интервалах продолжительностью  $\sim 1$  мин для вспышки класса X8.2 10 сентября 2017 г. по данным Fermi-LAT показало, что для протонов с энергиями  $> 300$  МэВ импульсной фазы этой вспышки характерна временная эволюция спектра от жёсткого к мягкому и обратно (тип эволюции "мягкий–жёсткий–мягкий"),

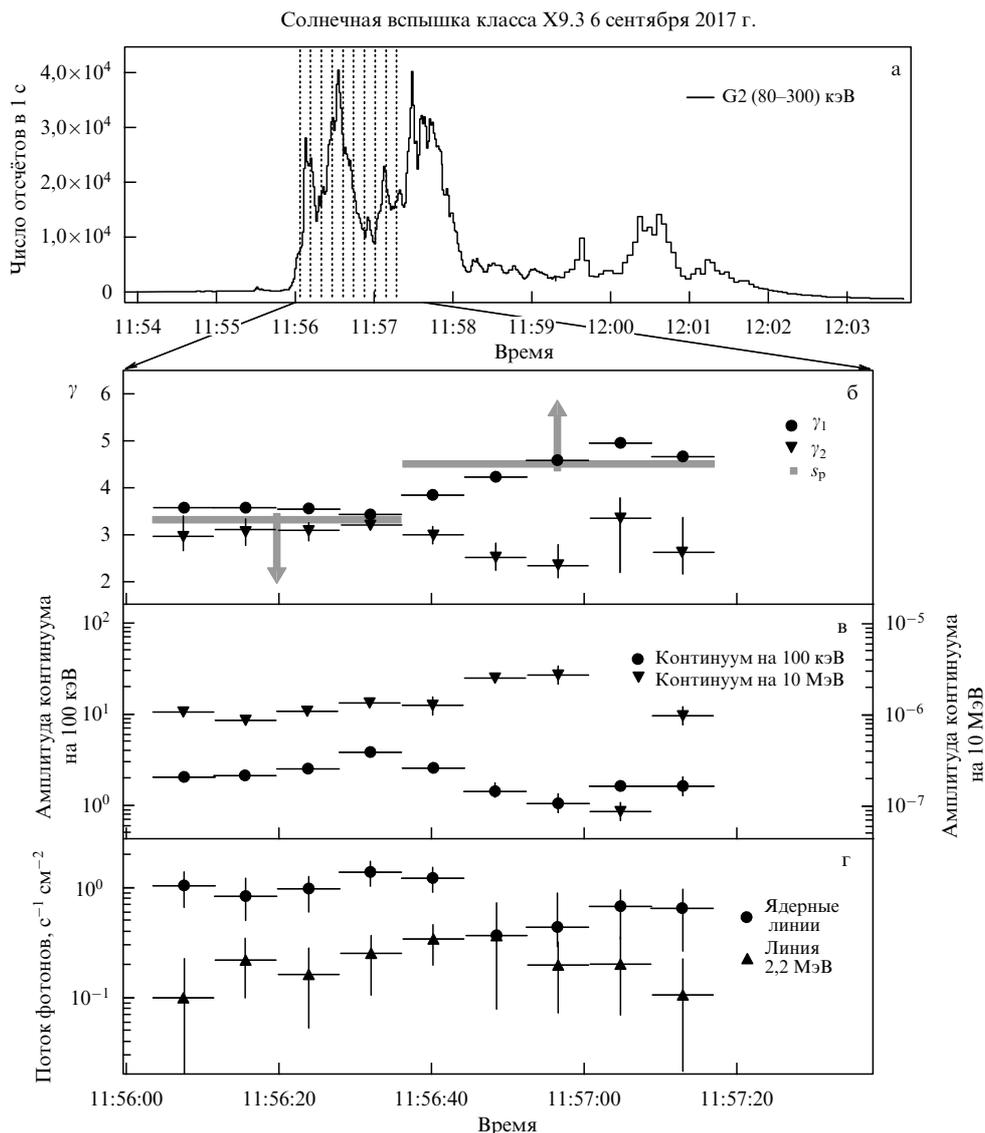
после чего спектр протонов становится более жёстким [175]. Протоны, ускоренные во вспышке класса X10.0 29 октября 2003 г. по данным RHESSI и КОРОНАС-Ф/SONG, демонстрируют тип спектральной эволюции "мягкий–жёсткий–ещё жёстче" [176]. Эти разновидности спектральной эволюции характерны и для ускоренных электронов (см. раздел 4.2), что свидетельствует о схожести процессов ускорения и распространения ускоренных во вспышках электронов и ионов.

Из  $\approx 1000$  вспышек, зарегистрированных за 25 лет непрерывных наблюдений экспериментом Konus-Wind в триггерном режиме, позволяющем измерять многоканальные спектры в диапазоне энергий 20 кэВ–15 МэВ, только в 93 событиях (1% от общего числа) наблюдался значимый поток на энергиях  $> 1$  МэВ, где существенную роль играет излучение в гамма-линиях.

Одной из удач эксперимента Konus-Wind стало наблюдение 6 сентября 2017 г. импульсной фазы вспышки класса X9.3 [114], ставшей наиболее сильной вспышкой 24-го цикла солнечной активности. Эта вспышка пришлась на время, когда космические аппараты RHESSI и Fermi-GBM находились в тени Земли. Байесовский анализ спектра гамма-излучения вспышки по данным Konus-Wind выявил наличие следующих компонентов: континуума, линий снятия возбуждения ядер, линии аннигиляции позитрона и линии захвата нейтрона, что свидетельствует об ускорении ионов во время импульсной фазы. Континуум излучения описывается двухстепенным законом с ужесточением в высокоэнергетичной части спектра (см. раздел 4.4.1). Результаты спектрального анализа, проведённого на временных интервалах  $\sim 8$  с, представлены на рис. 6. Впервые было получено свидетельство быстрой спектральной эволюции ускоренных ионов на временном масштабе до  $\sim 30$  с, которая повторила спектральную эволюцию континуума тормозного излучения на низких энергиях ( $< 300$  кэВ), в то время как континуум на высоких энергиях демонстрирует совершенно отличную эволюцию. Также впервые была измерена задержка континуума излучения в высокоэнергетичной области относительно низкоэнергетичной, которая составила  $\sim 17$  с.

Отталкиваясь от полученных соотношений между континуумом до и после излома, можно высказать предположения о механизмах, ответственных за появление жёсткого высокоэнергетичного компонента. Ввиду задержки относительно низкоэнергетичной области его затруднительно объяснить только вкладом от электрон-электронного тормозного излучения [177]. Возможной причиной появления высокоэнергетичной пологой части континуума может являться тормозное излучение ультрарелятивистских позитронов и электронов, рождённых при распаде заряженных пионов. Однако в данном случае подобный сценарий маловероятен, поскольку с течением вспышки спектр протонов становится более мягким, вследствие чего должна уменьшаться продукция пионов, в то время как интенсивность континуума после излома, напротив, возрастает. В качестве ещё одной причины можно рассматривать вторичное ускорение электронов после основного пика вспышки, которое по какой-то причине не затронуло ионы. Наконец, ещё одно объяснение наличия жёсткого компонента континуума может состоять в примеси излучения, сгенерированного каким-либо другим, не тормозным, механизмом. В качестве кандидата на роль такого механизма

<sup>1</sup> Эти данные доступны на сайте <ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs>.



**Рис. 6.** Наблюдения солнечной вспышки класса X9.3 6 сентября 2017 г. инструментом Konus-Wind. (а) Временной профиль вспышки в канале G2, вертикальными пунктирными линиями отмечены границы временных интервалов, на которых проводилась подгонка. (б) Эволюция степенного индекса континуума в области низких энергий (кружки), в области высоких энергий (треугольники) и оценки степенного индекса протонов  $s_p$  (серые линии). (в) Эволюция амплитуды континуума на энергии 100 кэВ (кружки) и 10 МэВ (треугольники). (г) Эволюция потока в линиях снятия возбуждения ядер (кружки) и линии захвата нейтрона 2,223 МэВ (треугольники).

рассматривается обратное комптоновское рассеяние фотонов на высокоэнергетичных электронах (G. Share, частное сообщение). Но это объяснение также сталкивается с трудностями, поскольку данная вспышка характеризовалась очень сильным корональным магнитным полем [60], что должно было приводить к быстрой потере электронами энергии на гиротронное излучение.

**4.4.3. Продлённое гамма-излучение.** Кроме гамма-излучения импульсной фазы солнечных вспышек было обнаружено продлённое гамма-излучение поздней фазы, которое следует за импульсной фазой и может длиться от нескольких десятков минут до нескольких десятков часов [178]. Каталог подобных событий по данным SMM представлен в [179]. Спектр поздней фазы, в отличие от спектра импульсной фазы, хорошо описывается моделью излучения, порождённого распадом пионов [178]. В более поздней работе [118], где рассматриваются свой-

ства продлённого гамма-излучения от 30 вспышек, зарегистрированных гамма-телескопом высоких энергий Fermi-LAT, подтверждается вывод о преобладании пионного компонента излучения, спектр которого может простираться до энергий выше 1 ГэВ. Длительность продлённого излучения может достигать 20 ч, кроме того, большинство рассмотренных событий сопровождаются быстрым корональным выбросом массы ( $V \geq 800$  км с<sup>-1</sup>).

Одно из объяснений продлённого гамма-излучения — это доускорение протонов на ударной волне быстрого КВМ (механизм Ферми I рода), аналогичное ускорению СКЛ, но, в отличие от ускорения СКЛ, сопровождающееся обратным рассеянием и последующим возвращением протонов на Солнце по открытым магнитным силовым линиям [118]. Эта гипотеза объясняет и задержки продлённого излучения относительно импульсной фазы, и его спектр, однако также сталкивается с

трудностями. Во-первых, из-за магнитного отражения только малая доля ускоренных протонов может вернуться в солнечную атмосферу, где магнитное поле на несколько порядков превосходит поле КВМ. В качестве решения предложена "модель лассо" [180], согласно которой петельная структура, удерживающая частицы, сама схлопывается к поверхности Солнца. Во-вторых, в работе [181] выявлено полное отсутствие корреляции между числом протонов СКЛ и числом протонов, требуемых для генерации гамма-излучения. Другое возможное объяснение продлённого гамма-излучения состоит в доускорении протонов в магнитной ловушке с помощью механизма Ферми II рода и последующей диффузии в более плотную фотосферу [181, 182]. Эти вопросы обсуждаются в разделе 4.5.3.

#### 4.5. Пространственная структура жёстких рентгеновских источников и гамма-источников

Поскольку излучение в жёстком рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне обусловлено торможением ускоренных электронов в плазме и ядерными реакциями между ускоренными ионами и ионами окружающей среды, положения источников излучения будут соответствовать областям: 1) со значительной концентрацией "мишеней"; 2) со значительной концентрацией ускоренных частиц или 3) с продолжительным временем взаимодействия между ускоренными частицами и окружающей средой. Эти условия выполняются соответственно: 1) в основаниях вспыхивающих петель; 2) в областях ускорения частиц; 3) при захвате частиц в ловушки.

##### 4.5.1. Источники в основаниях петель и горячие петли.

Наиболее яркие источники жёсткого рентгеновского излучения располагаются в областях с наибольшей плотностью плазмы, в плотных основаниях вспыхивающих петель [183] (см. рис. 2). В результате нагревания ускоренными частицами *хромосферная* плазма расширяется и постепенно заполняет вспыхивающие (поствспыхивающие) петли, которые становятся источниками мягкого рентгеновского излучения [184]. Такие источники следует отличать от тепловых источников в вершинах петель, которые нередко появляются перед импульсной фазой вспышки [79] в связи с предвспыхивающим нагревом *корональной* плазмы (см. раздел 4.2).

Положения источников рентгеновского излучения зависят от топологии и размеров вспыхивающих петель, причём структура источников не всегда разрешается имеющимися инструментами, так что близко расположенные источники могут быть неразличимы.

Наиболее интенсивные источники импульсного гамма-излучения также находятся в солнечной атмосфере у оснований петель. В работах [185, 186] получены изображения вспышки на энергии около 2,2 МэВ, соответствующей линии захвата нейтрона протоном. Эта энергия хорошо подходит для идентификации областей взаимодействия ионов с солнечной атмосферой, поскольку из-за узости линии 2,2 МэВ примесь излучения в континууме мала и основная часть излучения формируется взаимодействием протонов с атмосферой Солнца. Полученные результаты показывают компактность таких гамма-источников и их близость к основаниям вспыхивающих петель. Это свидетельствует о том, что ионы, ответственные за излучение таких источников, ускорялись в объёме вспышки наряду с электронами.

В то же время положения источников жёсткого рентгеновского излучения, сформированных торможением ускоренных электронов в плазме, и источников гамма-излучения на энергии 2,2 МэВ смещены относительно друг друга. Возможные причины этого сдвига подробно рассматриваются в [72], среди них — пространственное разделение частиц противоположных зарядов при ускорении в электрическом поле [185, 187].

**4.5.2. Корональные источники.** Поскольку корональная плазма сильно разрежена по сравнению с фотосферной, источники в короне, как правило, значительно слабее источников в основаниях петель. Наблюдение корональных источников оказывается возможным, например, когда основания петель скрыты лимбом Солнца (см., например, [188–190]). Данный метод, получивший название "затеняющей техники", сохраняет актуальность и с появлением телескопов с высоким пространственным разрешением, поскольку их динамический диапазон не всегда позволяет выделять сигнал от слабого источника излучения в присутствии более сильного.

Корональные источники жёсткого рентгеновского излучения различаются по происхождению и свойствам [191], ниже мы рассмотрим некоторые их типы.

Часто корональные источники наблюдаются в области каспа между тепловой петлёй и точкой магнитного пересоединения (см. рис. 2). Впервые подобный источник на импульсной фазе вспышки был обнаружен по данным *Yohkoh* на энергиях 23–53 кэВ [192]. Источники такого типа были названы источниками Масуды. Область каспа соответствует области наиболее быстрого затухания магнитного поля и, как следствие, наиболее эффективного ускорения и наибольшей концентрации ускоренных частиц [2].

С помощью затеняющей техники по данным *RHESSI* было отобрано около 120 источников в вершине петли [193, 194]. Жёсткое рентгеновское излучение в этих случаях хорошо описывается моделью тонкой мишени. Для жёсткого и мягкого рентгеновского излучения корональных источников наблюдается эффект Ньюперта. Таким образом, для данной выборки вспышек можно сделать вывод о схожести популяций электронов, ответственных за генерацию излучения в вершине и основаниях вспыхивающей петли.

Существуют вспышки [195–197], в которых жёсткое рентгеновское излучение распределено по всей вспыхивающей петле либо по её значительной части. При этом источники в основаниях петель практически отсутствуют или являются очень слабыми. Это означает, что ускоренные электроны, распространяясь по петле, теряют значительную часть энергии в короне, не достигая оснований. Быстрые потери энергии нетепловых электронов объясняются высокой плотностью вспыхивающих петель в таких событиях. Наличие нетепловых электронов в плотных вспыхивающих петлях на протяжении длительного времени предполагает, что процесс ускорения происходит непосредственно в объёме этих плотных петель [198–200].

Жёсткое рентгеновское и гамма-излучение в короне также может генерироваться ускоренными частицами, захваченными в магнитные ловушки. Такие источники могут располагаться как во вспыхивающих петлях [201], так и в корональном выбросе массы [202, 203]. Степенный индекс спектра фотонов в этом случае часто становится

более жёстким в течение вспышки (см. раздел 4.2); этому вопросу уделено внимание в разделе 4.5.4.

**4.5.3. Удалённые источники.** Иногда источники рентгеновского и гамма-излучения наблюдаются на солнечном диске очень далеко, до нескольких десятков градусов долготы от активной области, породившей солнечную вспышку [190, 204]. Подобное излучение может быть обусловлено диффузией ускоренных частиц высоко в короне по открытым магнитным силовым линиям и их дальнейшим возвращением на Солнце, но уже вдали от начальной области ускорения. Исходное появление таких частиц в короне может быть связано с покиданием ими магнитной ловушки, подобной описанной в работе [203], или с доускорением частиц на широком ударном фронте КВМ [204]. Впервые наличие диффузного компонента было предложено для объяснения аномально сильного излучения в линии захвата нейтрона 2,2 МэВ от вспышки 29 сентября 1989 г. [190], находившейся за солнечным лимбом.

Излучение удалённых источников можно рассматривать как более общий случай продлённого гамма-излучения (см. раздел 4.4.3), причиной которого могут стать не только ускоренные протоны, но и электроны. Диффузное излучение может быть слабым и, по аналогии со слабыми источниками в короне, может наблюдаться только при затенении более интенсивных источников, т.е. в случае залимбовых или частично затенённых вспышек.

**4.5.4. Залимбовые вспышки.** В отдельных случаях жёсткие рентгеновские источники могут находиться очень высоко в короне, на высотах  $\sim 100$  Мм, что позволяет наблюдать излучение вспышек, основания петель которых скрыты за солнечным лимбом и располагаются на долготах до  $\sim 45^\circ$  (см., например, [189]), так называемых залимбовых вспышек. Достаточно размытая граница между терминами "залимбовые" и "частично затенённые" вспышки заключается в том, что залимбовые вспышки располагаются достаточно далеко за лимбом, в отличие от частично затенённых.

Залимбовые вспышки предоставляют хорошие возможности для наблюдения слабых и малоизученных компонентов излучения. К сожалению, такая возможность возникает достаточно редко: за всё время наблюдений описано немногим более десяти залимбовых событий.

Одной из первых зарегистрированных залимбовых вспышек является знаменитое событие Фроста – Денниса [205], в котором после короткого импульсного пика следовал второй максимум длительностью около 20 мин с очень характерным плавным временным профилем. В качестве объяснения для этого плавного максимума была предложена вторая фаза ускорения электронов с помощью механизма Ферми I рода на ударной волне [206]. Впоследствии были обнаружены ещё несколько залимбовых вспышек со схожими характеристиками [188, 207]. Помимо плавного временного профиля эти события характеризовались очень жёстким спектром в рентгеновском диапазоне и практически полным отсутствием спектральной эволюции, что разительно отличает их от "типичных" вспышек на диске Солнца, представленных на рис. 4.

Наблюдения рентгеновских источников залимбовых вспышек с помощью телескопов с пространственным разрешением Yohkoh и RHESSI [202, 203] сформировали

представление, что за жёсткое рентгеновское излучение ответственны электроны, распространявшиеся после ускорения вверх от поверхности Солнца [208] и попавшие в магнитную ловушку, расположенную за фронтом КВМ.

Кроме того, жёсткое рентгеновское излучение [191, 209] и гамма-излучение [52] залимбовых вспышек могут исходить от удалённых источников (см. раздел 4.5.3). В этом случае захваченные в высокую ловушку частицы диффундируют вдоль силовых линий магнитного поля и возвращаются на видимую земному наблюдателю сторону Солнца.

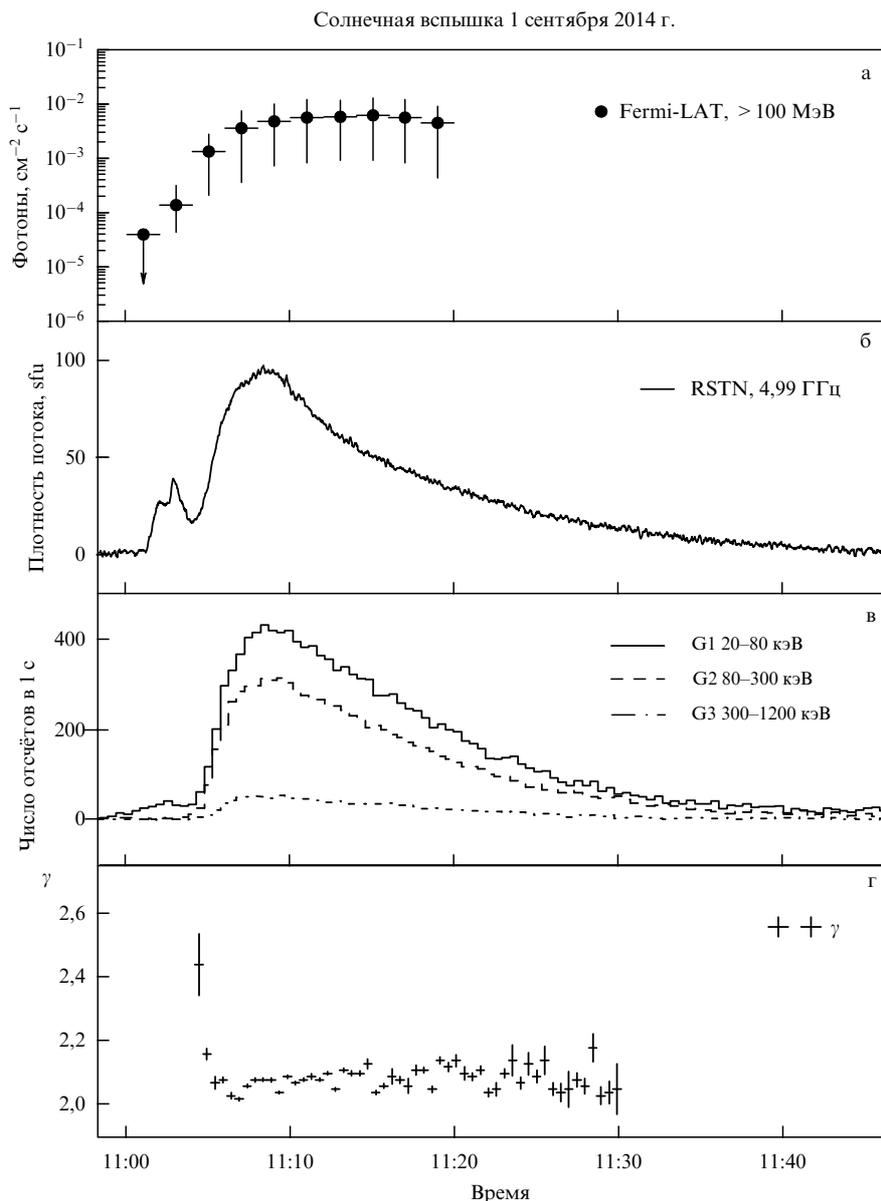
Новую волну интереса к залимбовым вспышкам вызвала вспышка 1 сентября 2014 г., обнаруженная в фоновых наблюдениях Konus-Wind. Положения оснований петель для этой вспышки были оценены по данным космической обсерватории STEREO-B (STEREO — аббр. от Solar Terrestrial Relations Observatory). Они находились примерно на долготе  $45^\circ$  за лимбом [52]. Корональный источник наблюдался не только инструментом Konus-Wind, но и с околоземной орбиты гамма-телескопом Fermi-LAT на энергиях выше 100 МэВ и на Земле — радиосетью RSTN (Radio Solar Telescope Network) в микроволновом диапазоне [52]. Временные профили события и изменения степенного индекса спектра фотонов представлены на рис. 7, где видна высокая степень корреляции временных профилей в гамма-диапазоне, жёстком рентгеновском и микроволновом диапазонах. В то же время спектр жёсткого рентгеновского излучения, как и в случае событий, представленных в [188, 207], не испытывает вариаций в ходе вспышки и характеризуется фотонным индексом, близким к 2, что является предельно жёстким значением для спектра тормозного излучения.

Данная вспышка вызвала обширные дискуссии о происхождении рентгеновского излучения и гамма-излучения (см., например, [52, 116, 209, 210]). Обсуждаются наличие второй фазы ускорения, действующие при этом механизмы, возможные различия в спектрах электронов, распространяющихся вниз и вверх от области ускорения, особенности распространения электронов и протонов в короне.

Существенным подспорьем для ответов на эти вопросы являются стереоскопические наблюдения солнечных вспышек [116, 189, 208, 211]. В настоящее время в жёстком рентгеновском диапазоне стереоскопические наблюдения оказываются возможными, в частности, с привлечением данных отечественного эксперимента HEND (High-Energy Neutron Detector) на борту находящегося на околомарсианской орбите КА Mars-Odyssey [212, 213]. Они предоставляют уникальную информацию о невидимой с Земли фазе события.

Неизвестно, представляют ли собой залимбовые вспышки однородный класс событий или несколько подгрупп с различными механизмами ускорения частиц, особенностями их распространения и излучения. Поскольку наблюдения залимбовых вспышек редки и разрозненны, анализ их статистически значимой выборки не проводился.

Данные фонового режима эксперимента Konus-Wind предоставляют уникальные возможности для ретроспективного поиска залимбовых вспышек на протяжении более чем двух полных солнечных циклов. Такой поиск с привлечением данных GOES в мягком рентгеновском диапазоне, радиобсерваторий в микроволновом диапазоне и телескопов с высоким пространственным разре-



**Рис. 7.** Наблюдения залимбовой вспышки 1 сентября 2014 г. (а) Временной профиль потоков излучения с энергией выше 100 МэВ по данным инструмента Fermi-LAT. (б) Временной профиль в микроволновом диапазоне на частоте 4,99 ГГц по данным сети RSTN (sfu (solar flux unit) — солнечная единица потока, 1 sfu = 10<sup>4</sup> Ян). (в) Временные профили жёсткого рентгеновского излучения по данным Konus-Wind в каналах G1, G2, G3. (г) Эволюция фотонного степенного индекса жёсткого рентгеновского излучения, оценённая по измерениям в каналах G1, G2, G3.

шением был проведён в данных Konus-Wind за 1994–2019 гг. (A.L. Lysenko et al., in preparation). Найдено 20 вспышек с основаниями петель, расположенными на долготах от 8° до 40° за лимбом, включая четыре известных ранее события [52, 202, 203, 211]. Положения на обратной стороне Солнца оснований петель залимбовых вспышек, обнаруженных в ходе проведённого поиска, представлены на рис. 8. Данная выборка не содержит залимбовых событий, сравнимых по мощности с описанной выше вспышкой 1 сентября 2014 г.

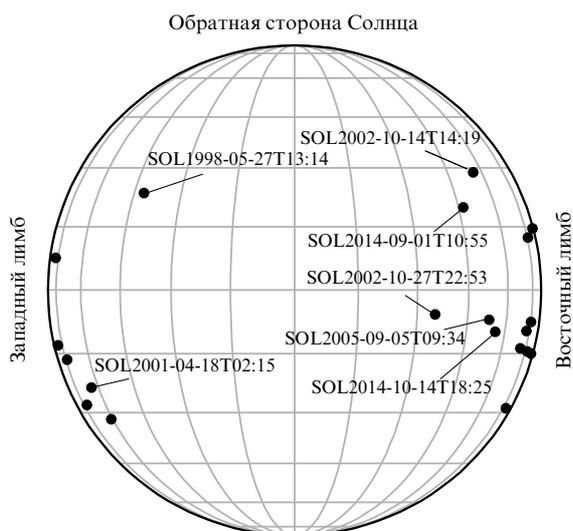
## 5. Заключение

За прошедшие десятилетия благодаря колоссальному прогрессу в развитии наблюдательных методов в астрофизике сложилась общая картина процессов, происходя-

щих в солнечной вспышке. Однако на пути к построению самосогласованной физической модели солнечной вспышки и сопровождающих её явлений остаётся ещё много нерешённых вопросов.

К их числу относятся, например, конкретные механизмы ускорения частиц как в объёме самой вспышки, так и при возможном последующем ускорении в короне, распределение энергии между компонентами вспышки, связь между солнечной вспышкой, солнечными космическими лучами и корональным выбросом массы, распространение частиц в короне, сходства и различия между ускорением электронов и ионов.

Ответы на эти вопросы могут дать многоволновые наблюдения с высоким пространственным, временным и энергетическим разрешением в сочетании с теоретическими исследованиями и моделированием.



**Рис. 8.** Положения оснований петель на обратной стороне Солнца для 20 залимбовых вспышек, обнаруженных при ретроспективном поиске в данных эксперимента *Konus-Wind*. Отмечены некоторые вспышки, известные из предыдущих наблюдений, и найденные вспышки, основания петель которых располагаются далеко за лимбом.

В настоящее время наблюдения Солнца в высокоэнергетической части спектра переживают переломный момент. С одной стороны, в сентябре 2018 г. завершила работу обсерватория *RHESSI*, которая в течение длительного времени являлась ключевым инструментом изучения Солнца в рентгеновском диапазоне и мягком гамма-диапазоне. С другой стороны, продолжается работа обсерваторий *Fermi*, *INTEGRAL*, *Wind* и научное сообщество ожидает поступления данных наблюдений с новой миссии *Solar Orbiter* (*SoLo*) в рентгеновском диапазоне [214] и готовящейся миссии "Интергелиозонд" [215] в рентгеновском диапазоне и гамма-диапазоне. Запуск этих обсерваторий позволит солнечной астрофизике выйти на новый уровень — уровень регулярных стереоскопических наблюдений.

В перспективе прорыв в изучении Солнца обеспечит бы инструмент, позволяющий строить изображения в рентгеновском и гамма-диапазоне с высоким пространственным разрешением, в сочетании с хорошим спектральным разрешением и широким динамическим диапазоном. Создание и запуск такого телескопа — вызов ближайших десятилетий.

## Список литературы

1. Сомов Б В *УФН* **180** 997 (2010); Somov B V *Phys. Usp.* **53** 954 (2010)
2. Fleishman G D et al. *Science* **367** 278 (2020)
3. Clarke J T et al. *Nature* **433** 717 (2005)
4. Hesse M, Forbes T G, Birn J *Astrophys. J.* **631** 1227 (2005)
5. Schrijver C J, Title A M *Astrophys. J.* **597** L165 (2003)
6. Бельнская Е С *УФН* **179** 809 (2009); Belenkaya E S *Phys. Usp.* **52** 765 (2009)
7. Bhattacharjee A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 365 (2004)
8. Yi Y, Caputo F M, Brandt J C *Planet. Space Sci.* **42** 705 (1994)
9. Gosling J T et al. *J. Geophys. Res.* **110** A01107 (2005)
10. Сафаргалеев В В и др. *УФН* **185** 655 (2015); Safargaleev V V et al. *Phys. Usp.* **58** 612 (2015)
11. Thompson C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **270** 480 (1994)
12. Granot J *Astrophys. J. Lett.* **816** L20 (2016)
13. Аптекарь Р Л и др. *УФН* **189** 785 (2019); Aptekar R L et al. *Phys. Usp.* **62** 739 (2019)
14. Sofue Y, Kigure H, Shibata K *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **57** L39 (2005)
15. de Gouveia Dal Pino E M, Lazarian A *Astron. Astrophys.* **441** 845 (2005)
16. Tanuma S et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **51** 161 (1999)
17. Schopper R, Lesch H, Birk G T *Astron. Astrophys.* **335** 26 (1998)
18. Птицына К В, Троицкий С В *УФН* **180** 723 (2010); Ptitsyna K V, Troitsky S V *Phys. Usp.* **53** 691 (2010)
19. Thompson C, Duncan R C *Astrophys. J.* **561** 980 (2001)
20. Hurley K et al. *Nature* **434** 1098 (2005)
21. Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **185** 829 (2015); Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **58** 772 (2015)
22. Donati J-F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **345** 1145 (2003)
23. Donati J-F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **390** 545 (2008)
24. Marsden S C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **413** 1922 (2011)
25. Garraffo C et al. *Astrophys. J. Lett.* **843** L33 (2017)
26. Wood B E *J. Phys. Conf. Ser.* **1100** 012028 (2018)
27. Drake J J et al. *Astrophys. J.* **764** 170 (2013)
28. Van Doorselaere T, Kupriyanova E G, Yuan D *Solar Phys.* **291** 3143 (2016)
29. Solanki S K et al. *Nature* **431** 1084 (2004)
30. Hathaway D H *Living Rev. Solar Phys.* **12** 4 (2015)
31. Carrington R C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **20** 13 (1859)
32. Hey J S *Nature* **157** 47 (1946)
33. Mandel'shtam S L et al. *Planet. Space Sci.* **11** 61 (1963)
34. Friedman H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **1** 59 (1963)
35. Zhitnik I A et al. *Cosmic Res.* **5** 237 (1967)
36. Chipman E G *Astrophys. J.* **244** L113 (1981)
37. Lin R P et al. *Solar Phys.* **210** 3 (2002)
38. Lin R P et al. *Astrophys. J.* **595** L69 (2003)
39. Sui L, Holman G D *Astrophys. J.* **596** L251 (2003)
40. Lin J et al. *Astrophys. J.* **622** 1251 (2005)
41. Sui L, Holman G D, Dennis B R *Astrophys. J.* **612** 546 (2004)
42. Krucker S et al. *Astrophys. J.* **714** 1108 (2010)
43. Kiplinger A L et al. *Astrophys. J.* **265** L99 (1983)
44. Akimov V V et al. *AIP Conf. Proc.* **294** 130 (1994)
45. Кузнецов С Н и др. *Астрон. вестн.* **40** 120 (2006); Kuznetsov S N et al. *Solar Syst. Res.* **40** 104 (2006)
46. Pal'shin V D et al. *Geomagn. Aeron.* **54** 943 (2014)
47. Aptekar R L et al. *Space Sci. Rev.* **71** 265 (1995)
48. Meegan C et al. *Astrophys. J.* **702** 791 (2009)
49. Atwood W B et al. *Astrophys. J.* **697** 1071 (2009)
50. Winkler C et al. *Astron. Astrophys.* **411** L1 (2003)
51. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **787** 15 (2014)
52. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **835** 219 (2017)
53. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **822** 71 (2016)
54. Kiener J et al. *Astron. Astrophys.* **445** 725 (2006)
55. Shibata K et al. *Astrophys. J. Lett.* **451** L83 (1995)
56. Gary G A *Solar Phys.* **203** 71 (2001)
57. Zirin H, Wang H *Nature* **363** 426 (1993)
58. Guo Y et al. *Astrophys. J.* **679** 1629 (2008)
59. Wang H et al. *Res. Notes Am. Astron. Soc.* **2** (1) 8 (2018)
60. Anfinogentov S A et al. *Astrophys. J. Lett.* **880** L29 (2019)
61. Kruidze D et al. *Astrophys. J.* **860** 10 (2018)
62. Brosius J W, White S M *Astrophys. J.* **641** L69 (2006)
63. Carmichael H, in *The Physics of Solar Flares, Proc. of the AAS-NASA Symp., 28–30 October, 1963, Greenbelt, MD, USA* (NASA Special Publ., Vol. 50, Ed. W N Hess) (Washington, DC: National Aeronautics and Space Administration, Science and Technical Information Division, 1964) p. 451
64. Sturrock P A *Nature* **211** 695 (1966)
65. Kopp R A, Pneuman G W *Solar Phys.* **50** 85 (1976)
66. Hirayama T *Solar Phys.* **34** 323 (1974)
67. Reames D V *Space Sci. Rev.* **90** 413 (1999)
68. Bruno A et al. *Astrophys. J.* **862** 97 (2018)
69. Lin R P *Space Sci. Rev.* **86** 61 (1998)
70. Mewaldt R A et al. *J. Geophys. Res.* **110** A09S18 (2005)
71. Ramaty R, Kozlovsky B, Lingenfelter R E *Space Sci. Rev.* **18** 341 (1975)
72. Vilmer N, MacKinnon A L, Hurford G J *Space Sci. Rev.* **159** 167 (2011)

73. Мельников В Ф *Изв. вузов Радиофизика* **37** 856 (1994); Mel'nikov V F *Radiophys. Quantum Electron.* **37** 557 (1994)
74. Neupert W M *Astrophys. J.* **153** L59 (1968)
75. Kundu M R *Adv. Space Res.* **4** (7) 157 (1984)
76. Nishio M et al. *Astrophys. J.* **489** 976 (1997)
77. Hanaoka Y *Solar Phys.* **173** 319 (1997)
78. Altyntsev A T et al. *Astrophys. J.* **883** 38 (2019)
79. Benz A O *Living Rev. Solar Phys.* **5** (1) 1 (2008)
80. Brown J C, Emslie A G *Astrophys. J.* **331** 554 (1988)
81. Knight J W, Sturrock P A *Astrophys. J.* **218** 306 (1977)
82. Diakonov S V, Somov B V *Solar Phys.* **116** 119 (1988)
83. Zharkova V V, Gordovskyy M *Astron. Astrophys.* **432** 1033 (2005)
84. Emslie A G et al. *Astrophys. J.* **759** 71 (2012)
85. Литвиненко Ю Е, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **17** 835 (1991); Litvinenko Y E, Somov B V *Sov. Astron. Lett.* **17** 353 (1991)
86. Litvinenko Yu E, Somov B V *Solar Phys.* **146** 127 (1993)
87. Benka S G, Holman G D *Astrophys. J.* **435** 469 (1994)
88. Gordovskyy M, Browning P K *Astrophys. J.* **729** 101 (2011)
89. Vlahos L, Isliker H *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 014020 (2019)
90. Somov B V, Kosugi T *Astrophys. J.* **485** 859 (1997)
91. Grady K J, Neukirch T, Giuliani P *Astron. Astrophys.* **546** A85 (2012)
92. Aschwanden M J *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions* 2nd ed. (Berlin: Springer, 2006)
93. Zharkova V V et al. *Space Sci. Rev.* **159** 357 (2011)
94. Pryadko J M, Petrosian V *Astrophys. J.* **482** 774 (1997)
95. Petrosian V, Liu S *Astrophys. J.* **610** 550 (2004)
96. Miller J A, Larosa T N, Moore R L *Astrophys. J.* **461** 445 (1996)
97. Bykov A M, Fleishman G D *Astrophys. J.* **692** L45 (2009)
98. Fleishman G D, Toptygin I N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 2515 (2013)
99. Drake J F et al. *Nature* **443** 553 (2006)
100. Turkmani R et al. *Astrophys. J.* **620** L59 (2005)
101. Turkmani R et al. *Astron. Astrophys.* **449** 749 (2006)
102. Cargill P J et al. *Space Sci. Rev.* **173** 223 (2012)
103. Gordovskyy M, Browning P K *Solar Phys.* **277** 299 (2012)
104. Isliker H, Archontis V, Vlahos L *Astrophys. J.* **882** 57 (2019)
105. Aschwanden M J *Space Sci. Rev.* **171** 3 (2012)
106. Reames D V *Astrophys. J.* **757** 93 (2012)
107. Fletcher L et al. *Space Sci. Rev.* **159** 19 (2011)
108. Holman G D et al. *Space Sci. Rev.* **159** 107 (2011)
109. Racusin J L et al. *Nature* **455** 183 (2008)
110. Tsvetkova A et al. *Astrophys. J.* **850** 161 (2017)
111. Мазец Е П и др. *Письма в Астрон. журн.* **25** 735 (1999); Mazets E P et al. *Astron. Lett.* **25** 635 (1999)
112. Фредерикс Д Д и др. *Письма в Астрон. журн.* **33** 3 (2007); Frederiks D D et al. *Astron. Lett.* **33** 1 (2007)
113. Lysenko A L et al. *Astrophys. J.* **856** 111 (2018)
114. Lysenko A L et al. *Astrophys. J.* **877** 145 (2019)
115. Sharykin I N, Kosovichev A G *Astrophys. J.* **864** 86 (2018)
116. Grechnev V V et al. *Solar Phys.* **293** 133 (2018)
117. Glesener L, Fleishman G D *Astrophys. J.* **867** 84 (2018)
118. Share G H et al. *Astrophys. J.* **869** 182 (2018)
119. Altyntsev A et al. *Solar Phys.* **291** 445 (2016)
120. Altyntsev A et al. *Solar Phys.* **292** 137 (2017)
121. Li D et al. *Astrophys. J.* **888** 53 (2020)
122. Dere K P et al. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **125** 149 (1997)
123. White S M, Thomas R J, Schwartz R A *Solar Phys.* **227** 231 (2005)
124. Phillips K J H, Feldman U, Landi E *Ultraviolet and X-ray Spectroscopy of the Solar Atmosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2012)
125. Oka M et al. *Space Sci. Rev.* **214** 82 (2018)
126. Isliker H, Vlahos L, Constantinescu D *Phys. Rev. Lett.* **119** 045101 (2017)
127. Tandberg-Hanssen E, Emslie A G *The Physics of Solar Flares* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1988)
128. Brown J C *Solar Phys.* **18** 489 (1971)
129. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
130. Kontar E P et al. *Space Sci. Rev.* **159** 301 (2011)
131. Kontar E P, Brown J C, McArthur G K *Solar Phys.* **210** 419 (2002)
132. Kontar E P et al. *Astron. Astrophys.* **446** 1157 (2006)
133. Tanaka K et al. *Solar Phys.* **86** 91 (1983)
134. Dennis B R *Solar Phys.* **100** 465 (1985)
135. Grigis P C, Benz A O *Astron. Astrophys.* **426** 1093 (2004)
136. Battaglia M, Benz A O *Astron. Astrophys.* **456** 751 (2006)
137. Cliver E W et al. *Astrophys. J.* **305** 920 (1986)
138. Kiplinger A L *Astrophys. J.* **453** 973 (1995)
139. Grigis P C, Benz A O *Astrophys. J.* **683** 1180 (2008)
140. Grayson J A, Krucker S, Lin R P *Astrophys. J.* **707** 1588 (2009)
141. Gary D E, Hurford G J *Astrophys. J.* **339** 1115 (1989)
142. Fleishman G D, Nita G M, Gary D E *Astrophys. J.* **802** 122 (2015)
143. Veronig A et al. *Astron. Astrophys.* **392** 699 (2002)
144. Warmuth A, Mann G *Astron. Astrophys.* **588** A115 (2016)
145. White S M et al. *Astrophys. J.* **384** 656 (1992)
146. Bastian T S, Fleishman G D, Gary D E *Astrophys. J.* **666** 1256 (2007)
147. Fleishman G D et al. *Astrophys. J. Lett.* **731** L19 (2011)
148. Masuda S et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **65** (sp1) S1 (2013)
149. Motorina G G, Fleishman G D, Kontar E P *Astrophys. J.* **890** 75 (2020)
150. Lu E T, Hamilton R J *Astrophys. J. Lett.* **380** L89 (1991)
151. Kane S R et al. *Astrophys. J.* **271** 376 (1983)
152. Sturrock P A et al. *Solar Phys.* **94** 341 (1984)
153. Larosa T N, Moore R L *Astrophys. J.* **418** 912 (1993)
154. Litvinenko Yu E *Solar Phys.* **167** 321 (1996)
155. Dreicer H *Phys. Rev.* **115** 238 (1959)
156. Трубников Б А, в сб. *Вопросы теории плазмы* Т. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 98; Пер. на англ. яз.: Trubnikov B A, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 1 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1965) p. 105
157. Chen Q, Petrosian V *Astrophys. J.* **777** 33 (2013)
158. Dolan J F, Fazio G G *Rev. Geophys.* **3** 319 (1965)
159. Кузевский Б М *Астрон. журн.* **45** 747 (1968); Kuzhevskii B M *Sov. Astron.* **12** 595 (1969)
160. Share G H, Murphy R J, in *High Energy Solar Physics Workshop — Anticipating HESSI* (ASP Conf. Ser., Vol. 206, Eds R Ramaty, N Mandzhavidze) (Bristol: IOP Publ., 2000) p. 377
161. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **745** 144 (2012)
162. Share G H et al. *Astrophys. J.* **595** L85 (2003)
163. Petrosian V, McTiernan J M, Marschhauser H *Astrophys. J.* **434** 747 (1994)
164. Chupp E L et al. *Nature* **241** 333 (1973)
165. Murphy R J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **168** 167 (2007)
166. Prince T A et al., in *Proc. from the 18th Intern. Cosmic Ray Conf., Bangalore, India, 22 August–3 September, 1983* Vol. 4 (Eds N Durgaprasad et al.) (Bombay: Tata Institute of Fundamental Research, 1983) p. 79
167. Shih A Y, Lin R P, Smith D M *Astrophys. J.* **698** L152 (2009)
168. Crannell C J, Crannell H, Ramaty R *Astrophys. J.* **229** 762 (1979)
169. Murphy R J, Dermer C D, Ramaty R *Astrophys. J. Suppl.* **63** 721 (1987)
170. Murphy R J et al. *Astrophys. J. Suppl.* **161** 495 (2005)
171. Crannell C J et al. *Astrophys. J.* **210** 582 (1976)
172. Kozlovsky B, Lingenfelter R E, Ramaty R *Astrophys. J.* **316** 801 (1987)
173. Hua X-M, Lingenfelter R E *Solar Phys.* **107** 351 (1987)
174. Vestrand W T et al. *Astrophys. J. Suppl.* **120** 409 (1999)
175. Omodei N et al. *Astrophys. J.* **865** L7 (2018)
176. Kurt V G et al. *New Astron.* **56** 102 (2017)
177. Kontar E P et al. *Astrophys. J.* **670** 857 (2007)
178. Forrest D J et al., in *Proc. from the 19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, August 11–23, 1985* (NASA Conf. Publ., NASA CP-2376, Vol. 4, Eds F C Jones, J Adams, G M Mason) (Washington, DC: NASA, 1985) p. 146
179. Ryan J M *Space Sci. Rev.* **93** 581 (2000)
180. Hudson H S, in *Space Weather of the Heliosphere: Processes and Forecasts, Proc. IAU Symp., S335* (Proc. IAU Symp., Vol. 13, Eds C Foullon, O E Malandraki) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2018) p. 49
181. de Nolfo G A et al. *Astrophys. J.* **879** 90 (2019)
182. Ryan J M, Lee M A *Astrophys. J.* **368** 316 (1991)
183. Hoyng P et al. *Astrophys. J.* **246** L155 (1981)
184. Antiochos S K, Sturrock P A *Astrophys. J.* **220** 1137 (1978)
185. Hurford G J et al. *Astrophys. J.* **595** L77 (2003)
186. Hurford G J et al. *Astrophys. J.* **644** L93 (2006)

187. Fleishman G D, Toptygin I N *Cosmic Electrodynamics: Electrodynamics and Magnetic Hydrodynamics of Cosmic Plasmas* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 388) (New York: Springer, 2013)
188. Hudson H S, Lin R P, Stewart R T *Solar Phys.* **75** 245 (1982)
189. Kane S R et al. *Astrophys. J.* **390** 687 (1992)
190. Vestrand W T, Forrest D J *Astrophys. J. Lett.* **409** L69 (1993)
191. Krucker S et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **16** 155 (2008)
192. Masuda S et al. *Nature* **371** 495 (1994)
193. Krucker S, Lin R P *Astrophys. J.* **673** 1181 (2008)
194. Effenberger F et al. *Astrophys. J.* **835** 124 (2017)
195. Veronig A M, Brown J C *Astrophys. J.* **603** L117 (2004)
196. Xu Y, Emslie A G, Hurford G J *Astrophys. J.* **673** 576 (2008)
197. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **816** 62 (2016)
198. Guo J et al. *Astron. Astrophys.* **543** A53 (2012)
199. Guo J, Emslie A G, Piana M *Astrophys. J.* **766** 28 (2013)
200. Fleishman G D et al. *Astrophys. J.* **857** 85 (2018)
201. Krucker S et al. *Astrophys. J.* **678** L63 (2008)
202. Hudson H S et al. *Astrophys. J.* **561** L211 (2001)
203. Krucker S, White S M, Lin R P *Astrophys. J.* **669** L49 (2007)
204. Cliver E W, Kahler S W, Vestrand W T, in *23rd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC23, 19–30 July, 1993, Alberta, Canada* Vol. 3 (Eds D A Leahy, R B Hicks, D Venkatesan) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 91
205. Frost K J, Dennis B R *Astrophys. J.* **165** 655 (1971)
206. de Jager C, in *Solar Flares and Space Research, Proc. of a Symp., Tokyo, Japan, May 9–11, 1968* (Eds C de Jager, Z Svestka) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1969) p. 1
207. Hudson H S *Astrophys. J.* **224** 235 (1978)
208. Lastufka E et al. *Astrophys. J.* **886** 9 (2019)
209. Plotnikov I, Rouillard A P, Share G H *Astron. Astrophys.* **608** A43 (2017)
210. Jin M et al. *Astrophys. J.* **867** 122 (2018)
211. Выборнов В И и др. *Астрон. журн.* **89** 888 (2012); Vybornov V I et al. *Astron. Rep.* **56** 805 (2012)
212. Woynnton W V et al. *Space Sci. Rev.* **110** 37 (2004)
213. Лившиц М А и др. *Астрон. журн.* **94** 778 (2017); Livshits M A et al. *Astron. Rep.* **61** 791 (2017)
214. Krucker S et al. *Res. Astron. Astrophys.* **19** 167 (2019)
215. Kuznetsov V D et al. *Geomag. Aeron.* **56** 781 (2016)

### X-ray and gamma-ray emission from solar flares

A.L. Lysenko<sup>(1,a)</sup>, D.D. Frederiks<sup>(1,b)</sup>, G.D. Fleishman<sup>(1,2,c)</sup>, R.L. Aptekar<sup>(1,d)</sup>, A.T. Altyntsev<sup>(3,e)</sup>, S.V. Golenetskii<sup>(1,f)</sup>, D.S. Svinkin<sup>(1,g)</sup>, M.V. Ulanov<sup>(1,h)</sup>, A.E. Tsvetkova<sup>(1,i)</sup>, A.V. Ridnaia<sup>(1,j)</sup>

<sup>(1)</sup> *Ioffe Institute,*

*Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation*

<sup>(2)</sup> *New Jersey Institute of Technology, University Heights, Newark, NJ 07102-1982, USA*

<sup>(3)</sup> *Institute of Solar-Terrestrial Physics,*

*ul. Lermontova 126A, 664033 Irkutsk, Russian Federation*

E-mail: <sup>(a)</sup> alexandra.lysenko@mail.ioffe.ru, <sup>(b)</sup> fred@mail.ioffe.ru, <sup>(c)</sup> gregory@sun.ioffe.rssi.ru,

<sup>(e)</sup> gflשמ@njit.edu, <sup>(d)</sup> aptekar@mail.ioffe.ru, <sup>(e)</sup> altyntsev@iszf.irk.ru, <sup>(f)</sup> golen@mail.ioffe.ru,

<sup>(g)</sup> svinkin@mail.ioffe.ru, <sup>(h)</sup> ulanov@mail.ioffe.ru, <sup>(i)</sup> tsvetkova@mail.ioffe.ru, <sup>(j)</sup> ridnaia@mail.ioffe.ru

We present a brief review of the contemporary understanding of and topical problems in solar flare physics, which may be clarified by X-ray and gamma-ray astronomy methods. The review focuses on several issues, including the conditions and mechanisms of electron acceleration in solar flares, the flare energy distribution between thermal and nonthermal components, the gamma-ray emission from solar flares and its dynamics, and the spatial structure of X-ray and gamma-ray sources. Discussed in this context are the latest data obtained by the joint Russia–US experiment Konus-Wind, which marked the 25th anniversary of continuous operation in space in 2019.

**Keywords:** heliophysics, solar flares, X-ray and gamma-ray astronomy

PACS numbers: 95.55.Ka, **96.60.–j**, 96.60.qe

Bibliography — 215 references

Received 5 June 2019

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **190** (8) 878–894 (2020)

*Physics–Uspekhi* **63** (8) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038757>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.06.038757>