

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Микровспышки и нановспышки в короне Солнца

С.А. Богачёв, А.С. Ульянов, А.С. Кириченко, И.П. Лобода, А.А. Рева

Благодаря повышению пространственного и временного разрешения наблюдений солнечной атмосферы, обусловленному главным образом прогрессом космических исследований, сейчас достигнуто понимание, что активность Солнца связана не только с крупными центрами, но и со структурами существенно меньших масштабов. Каждое новое достижение в технике эксперимента за последние 60 лет приводило к обнаружению всё более многочисленных мелких солнечных структур: рентгеновских активных областей в 1960-е годы, горячих рентгеновских точек в 1970-е, солнечных микровспышек в 1980-е и, наконец, с конца XX в. — солнечных нановспышек. Открытие каждого из таких явлений нового типа приводит к увеличению наших оценок полного энерговыделения в короне. В то же время суммарного энерговыделения, доступного из наблюдений, всё ещё недостаточно, чтобы обеспечить баланс между нагревом короны и её быстрым радиационным охлаждением. До сих пор не удаётся разрешить структуру и механизм наиболее мелкомасштабных явлений, нановспышек, что вызывает вопрос о том, корректно ли их классифицировать как вспышки. Представлены основные результаты, полученные к настоящему моменту в области исследования мелкомасштабной солнечной активности, главным образом микро- и нановспышек. Обсуждаются вопросы, которые надо решить, чтобы двигаться дальше.

**Ключевые слова:** корона Солнца, солнечная активность, солнечные микровспышки, солнечные нановспышки, горячие корональные точки, бомбы Эллера

PACS numbers: 95.55.Ka, 96.60.-j, 96.60.Q-, 96.60.qe

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038769>

## Содержание

1. Введение (838).
  2. Энергетическое распределение микровспышек и нановспышек (841).
  3. Высокотемпературная плазма во вспышках малых энергий (844).
  4. Магнитное пересоединение в мелкомасштабных солнечных вспышках и структурах (848).
  5. Вспышки малой мощности в активных областях (852).
  6. Заключение (855).
- Список литературы (856).

## 1. Введение

Термин "нановспышка" применительно к физике Солнца, как считается, введён в 1988 г. Юджином Паркером [1] — выдающимся американским астрофизиком, к числу блестящих научных результатов которого относится предсказание существования солнечного ветра,

сделанное им, как говорится, "на кончике пера" в конце 1950-х годов [2]. К выводу о возможности существования в короне Солнца помимо вспышек обычного размера их существенно меньших аналогов (термин "нановспышка" означает в данном случае вспышку с энерговыделением  $10^{-6} - 10^{-9}$  от такового обычной вспышки) Паркера привели размышления о механизме поддержания высокой температуры короны. Последняя при температуре  $(1-2) \times 10^6$  К должна терять тепло преимущественно через излучение в крайнем ультрафиолетовом (УФ) и рентгеновском диапазонах с темпом  $10^5 - 5 \times 10^6$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  (см., например, [3]), что ставит вопрос о способе восполнения этой энергии.

Сложившаяся в то время традиционная точка зрения на указанную проблему (имеющая, впрочем, немало сторонников и в наши дни) состояла в следующем. Конвективные движения плазмы в верхних слоях Солнца приводят к формированию звуковых и магнитогиродинамических волн, которые распространяются в расположенные выше слои солнечной атмосферы, диссипируют там и нагревают окружающий газ. Одним из первых эту идею, по-видимому, высказал Шварцшильд [4] в 1948 г. Более детальный анализ, однако, показывает, что волны всех типов, за исключением альвеновских, диссипируют или отражаются прежде, чем они достигают короны (см., например, детальный обзор Штейна и Лейбахера [5], а также [6, гл. 4]).

Таким образом, альвеновские волны в плазме являются единственным носителем, способным перенести энергию конвективных движений от солнечной поверхности в корону. Способность альвеновских волн распро-

С.А. Богачёв<sup>(1,2,a)</sup>, А.С. Ульянов<sup>(1,b)</sup>, А.С. Кириченко<sup>(1,c)</sup>, И.П. Лобода<sup>(1,d)</sup>, А.А. Рева<sup>(1,e)</sup>

<sup>(1)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, ул. Московское шоссе 34, 443086 Самара, Российская Федерация

E-mail: <sup>(a)</sup> bogachev@lebedev.ru, <sup>(b)</sup> ulyanovas@lebedev.ru,

<sup>(c)</sup> kirichenkoas@lebedev.ru, <sup>(d)</sup> lobodaip@lebedev.ru,

<sup>(e)</sup> revaaa@lebedev.ru

Статья поступила 5 июня 2019 г.

страняться на значительные расстояния без рассеяния создаёт, однако, иную проблему: как всё-таки заставить их диссипировать и отдать энергию в тепло короны? Были предложены идеи (см., например, [7, 8]), основанные преимущественно на взаимодействии альвеновских волн разных масштабов и их резонансном поглощении в определённых слоях короны. При таком подходе, однако, как правило, возникает требование значительной амплитуды альвеновских волн, противоречащее наблюдениям, так как волны высокой амплитуды должны обнаруживаться экспериментально при изучении колебаний мелкомасштабных магнитных структур в солнечной атмосфере (например, при наблюдениях спикул).

В последние два десятилетия в связи с существенным возрастанием углового разрешения наблюдений появляются многочисленные сообщения об экспериментальной регистрации осцилляций магнитных структур в короне Солнца (например, [9] — первое сообщение по данным космического аппарата TRACE (Transition Region And Coronal Explorer); [10] — по данным прибора SOT (Space Optical Telescope) спутника Hinode; [11] — по данным телескопов AIA (Atmospheric Imaging Assembly) космического аппарата SDO (Solar Dynamics Observatory)) и даже об экспериментальном наблюдении резонансного поглощения волн в короне Солнца [12], однако роль распространения и диссипации альвеновских волн в механизме нагрева короны до сих пор не подтверждена наблюдениями. Не исключено, что прогресс в этом вопросе может быть достигнут в результате прямых измерений характеристик солнечной плазмы на близких расстояниях от Солнца в ходе космической миссии Parker Solar Probe. Первые результаты показывают наличие в плазме солнечного ветра альвеновских волн большой амплитуды [13], однако следует дождаться результатов измерений на более близких орбитах, которые могли бы не только подтвердить наличие альвеновских волн, но и дать возможность сделать более определённые выводы о их распространении и диссипации, что позволило бы верифицировать или опровергнуть соответствующие модели нагрева короны.

Предложенная Паркером альтернатива, теоретические основы которой были проработаны им ещё ранее (см., например, [14]), состояла в том, что передача энергии из конвективного слоя Солнца в корону может осуществляться через диссипацию не только волн, но и электрических токов. Известно, что в разреженной плазме короны, обладающей высокой электрической проводимостью, взаимодействие магнитных потоков противоположной направленности приводит к появлению распределённых вдоль поверхности, разделяющей потоки, токовых слоёв, препятствующих "проникновению" магнитных полей друг в друга (их пересоединению) [15, 16]. Если рассмотреть мелкомасштабные магнитные поля солнечной короны, то их основания, опирающиеся на поверхность Солнца, должны непрерывно перемещаться поверхностными конвективными течениями плазмы, приводя к запутыванию магнитных линий, формированию множества мелкомасштабных токовых слоёв и, соответственно, накоплению магнитной энергии. В токовых слоях на определённое время может устанавливаться баланс между джоулевым нагревом и охлаждением излучением. После того как этот баланс становится невозможным, начинается нестационарная взрывная фаза распада токового слоя с высвобождением накопленной энергии,

которая интерпретируется как импульсная фаза солнечной вспышки. Если перенести этот механизм на мелкомасштабные токовые слои в нижней короне, то процесс их диссипации также может протекать взрывным образом, что может наблюдаться как вспышки, но существенно меньшей энергии — нановспышки.

Одним из наиболее существенных экспериментальных оснований для такого предположения, доступным в то время (речь идёт о конце 1980-х годов), стали наблюдения жёсткого рентгеновского излучения Солнца, в котором благодаря высокому временному разрешению была обнаружена тонкая структура. В частности, Лин и др. [17] в ходе аэростатного эксперимента 27 июня 1980 г. зарегистрировали около 25 всплесков рентгеновского излучения с энергией фотонов  $\sim 20$  кэВ продолжительностью от нескольких секунд до нескольких десятков секунд, имевших нетепловой степенной спектр излучения ( $I \sim E^{-\gamma}$ ). Нетепловое излучение Солнца в рентгеновском диапазоне формируется главным образом в хромосфере при торможении ускоренных во вспышках электронов. При этом предположении (так называемая модель толстой мишени [18, 19]) авторами [17] была рассчитана энергия электронов, необходимая для формирования всплесков с наблюдаемым спектром и интенсивностью и было показано, что речь идёт об индивидуальных событиях (вспышках) с энергией порядка  $10^{26} - 10^{28}$  эрг. Такая энергия составляет примерно  $10^{-6}$  от энергии больших вспышек, и эти события правильнее называть микровспышками. Паркер, однако, обратил внимание на то, что наблюдавшиеся профили излучения (рис. 1) состоят из множества более мелких всплесков с энергией предположительно порядка  $10^{24}$  эрг, которые можно интерпретировать как множественные очень частые вспышки, и предложил называть их нановспышками. Хотя при этом признавалось, что инструментальные ограничения наблюдений не позволяют сделать более достоверных выводов.

В ходе эксперимента SMM (Solar Maximum Mission) (космический аппарат работал на орбите с 1980 г. по 1989 г.) получены изображения мелкомасштабных локализованных в верхней хромосфере Солнца эмиссионных структур [20], которые были интерпретированы как УФ-аналоги ранее обнаруженных быстрых рентгеновских всплесков (рис. 2). Эмиссионные структуры наблюдались на изображениях в спектральной линии  $C_{IV}$  1548 Å и пространственно располагались в спокойных областях солнечной атмосферы, где отсутствовала крупномасштабная активность. Сравнение с картами магнитного поля и одновременными изображениями хромосферы показало, что ядра формировались в окрестностях мелкомасштабных дипольных магнитных структур и располагались преимущественно вблизи границ хромосферной сетки (иными словами, вблизи границ грануляционных ячеек). Всё это очень похоже на физику солнечных вспышек, которые, как говорилось выше, возникают в результате взаимодействия магнитных потоков противоположной полярности, а кроме того, не противоречит идее о ключевой роли конвективных процессов в формировании вспышек малых размеров.

В целом, к концу 1980-х годов накопилось значительное число свидетельств того, что активность Солнца не связана исключительно с крупными структурами, такими как солнечные пятна, а воспроизводится также на существенно меньшем масштабе. Помимо того, стало оче-

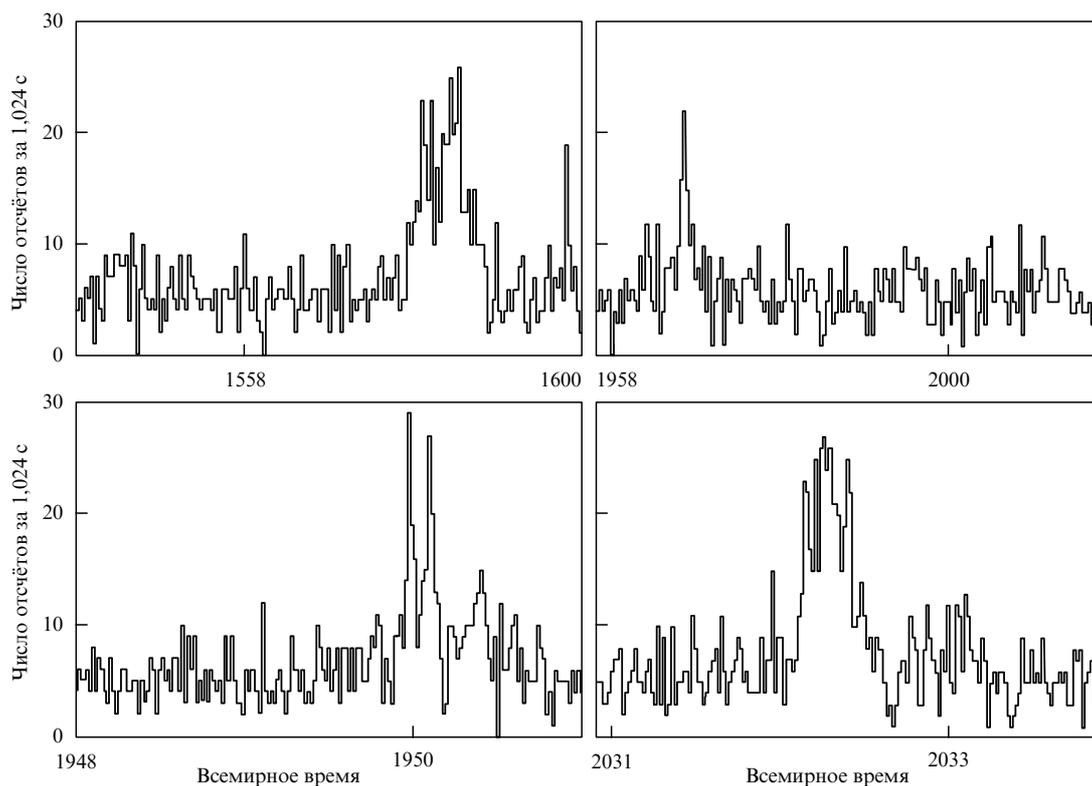


Рис. 1. Профили излучения рентгеновских солнечных микровспышек в диапазоне 22–33 кэВ с временным разрешением 1,024 с (по данным работы [17]).

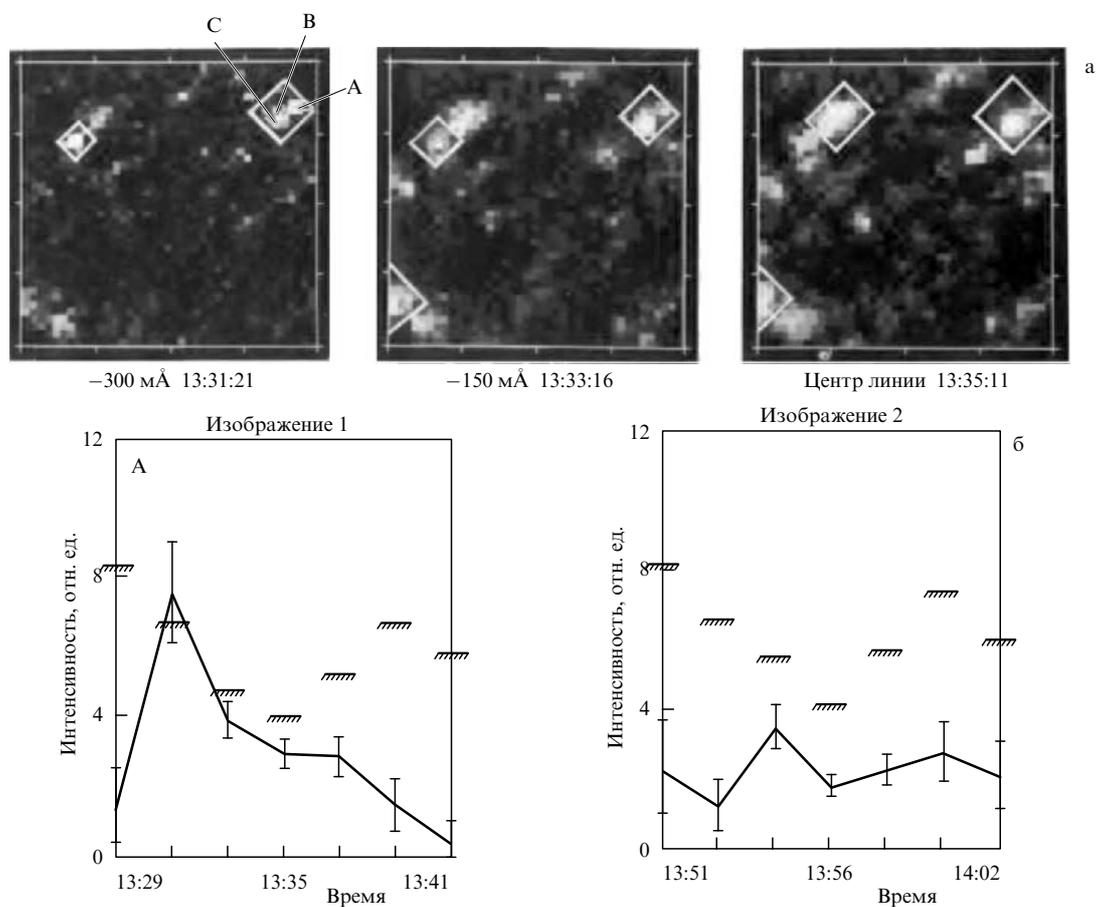


Рис. 2. Телескопические наблюдения мелкомасштабных эмиссионных ядер в короне Солнца в ходе космической миссии SMM [20]: (а) три последовательных изображения одного участка Солнца в линии  $C_{IV}$  1548 Å, (б) временной профиль излучения в эмиссионном ядре А (нормированный на среднюю интенсивность изображения) — самый короткий из зарегистрированных всплесков.

видным, что каждое существенное продвижение в точности экспериментальных исследований приводит к обнаружению всё более мелкомасштабных структур: рентгеновских активных областей и рентгеновских вспышек в 1960-х годах [21–24], ярких рентгеновских точек в 1970-х [25, 26]), микровспышек в 1980-х [17, 20, 27]. С учётом этой тенденции естественным стало предположение, что такой ряд может быть гипотетически продолжен в сторону ещё более мелкомасштабных структур и событий, это и привело к появлению термина "нановспышка".

В данной статье мы пытаемся сделать обзор современного состояния в области исследования мелкомасштабной активности Солнца. Прежде всего речь будет идти о микро- и нановспышках. Мы не утверждаем тем самым, что современная классификация ограничивается этими двумя классами, а лишь определяем рамки настоящей статьи. Мы представляем основные результаты, полученные в области исследования солнечной мелкомасштабной активности, а также формулируем основные вопросы, без решения которых, на наш взгляд, невозможно дальнейшее продвижение вперёд.

## 2. Энергетическое распределение микровспышек и нановспышек

Теория формирования горячей короны Солнца, предложенная Паркером, привлекла внимание к солнечным вспышкам малых энергий. Ключевую роль в вопросе о возможности нагрева короны солнечными вспышками играет их энергетическое распределение. Для того чтобы показать это, в первую очередь отметим, что полный объём тепловой энергии короны относительно мал — сопоставим с энергией, выделяющейся в результате крупной солнечной вспышки. Для оценки предположим, что корона находится в гидростатическом равновесии:

$$k_B T \frac{dn}{n} = -m g_0 \frac{R_0^2}{r^2} dr,$$

где  $R_0$  — радиус Солнца,  $m$  — средняя масса частицы (для короны —  $0,6 m_p$ ),  $g_0$  — ускорение свободного падения при  $r = R_0$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура короны, которую для простоты будем считать не зависящей от высоты. В этом случае

$$n(r) = n_0 \exp \left[ \frac{R_0^2}{H_0} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_0} \right) \right],$$

где  $H_0 = m g_0 / (k_B T) \approx 5 \times 10^4$  км. Тогда в диапазоне высот от одного до двух солнечных радиусов, где заключена основная масса короны, содержится следующее число частиц:

$$N = \int_{R_0}^{2R_0} n(r) 4\pi r^2 dr = 4\pi n_0 \exp \left( -\frac{R_0}{H_0} \right) \times \int_{R_0}^{2R_0} \exp \left( \frac{R_0^2}{H_0 r} \right) r^2 dr,$$

что даёт

$$N \approx 4,5 \times 10^{41}.$$

Тогда полная тепловая энергия солнечной короны составляет

$$E_{\text{therm}} = \frac{3}{2} N k_B T \approx 10^{32} \text{ эрг.} \quad (1)$$

Таким образом, тепловая энергия короны может быть целиком восполнена обычными солнечными вспышками, в ходе которых высвобождается энергия порядка и более  $10^{30} - 10^{33}$  эрг, а также экспериментально наблюдается нагрев плазмы до температур от нескольких миллионов кельвинов до  $(10 - 30) \times 10^6$  К и даже до  $100 \times 10^6$  К (так называемая сверхгорячая плазма). Однако наибольшую проблему представляет собой не столько формирование горячей плазмы, сколько стабильное поддержание высокой температуры на протяжении солнечного цикла. Действительно, естественное тепловое излучение спокойной солнечной короны, которое при температуре  $10^6$  К лежит преимущественно в вакуумной УФ-области спектра, должно приводить к её радиационному охлаждению с темпом примерно  $F = 10^5$  эрг  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  (значение для спокойной короны (см., например, [3])). Сравнивая это значение с (1), получаем, что характерное время охлаждения короны Солнца составляет

$$\tau = \frac{E_{\text{therm}}}{4\pi R_0^2 F} \approx 4 \text{ ч.} \quad (2)$$

Полные потери энергии короны в единицу времени

$$F_{\text{therm}} = 4\pi R_0^2 F \approx 6 \times 10^{27} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (3)$$

Нетрудно показать, что крупные солнечные вспышки происходят слишком редко для того, чтобы восполнить эти потери. Согласно каталогу солнечных вспышек NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) за прошедший 24-й солнечный цикл с 2009 г. по 2019 г. (включительно) на солнечном диске произошло: 7755 вспышек рентгеновского класса С (вспышки, формирующие на уровне орбиты Земли поток мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн от 1 до 8 Å величиной от  $10^{-6}$  до  $10^{-5}$  Вт  $\text{м}^{-2}$ ), 740 вспышек класса М (поток от  $10^{-5}$  до  $10^{-4}$  Вт  $\text{м}^{-2}$ ) и 49 вспышек класса X (поток более  $10^{-4}$  Вт  $\text{м}^{-2}$ ). Положив, что наиболее крупные вспышки класса X имеют полную энергию от  $\sim 10^{32}$  эрг, вспышки М — энергию  $\sim 10^{31}$  эрг, а вспышки С — энергию  $\sim 10^{30}$  эрг, а также считая, что аналогичное число вспышек произошло за это время на обратной стороне Солнца, получим, что полная энергия крупномасштабной вспышечной активности в 24-м цикле  $\sim 4 \times 10^{34}$  эрг. Отметим (для правильной оценки роли вспышек в балансе солнечной энергии), что такую энергию в оптическом диапазоне Солнце излучает всего за 10 с. Разделив эту величину на продолжительность цикла, для вспышек находим

$$F_{\text{fl}} \approx 8 \times 10^{25} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, сравнивая (3) и (4), получим, что дефицит энергии обычных вспышек относительно радиационных потерь составляет около 99% в среднем по солнечному циклу. Более того, во время минимума цикла активности частота вспышек заметно снижается (крупные вспышки могут вообще не регистрироваться в течение 2–3 лет), вследствие чего дефицит энергии ещё выше. Например, для 2019 г., минимума между 24-м и 25-м циклами, расчёт, аналогичный (4), даёт  $F_{\text{fl}} \approx 2 \times 10^{24}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . Корона, тем не менее, при этом не остывает, сохраняя, в целом, свой обычный запас тепловой энергии.

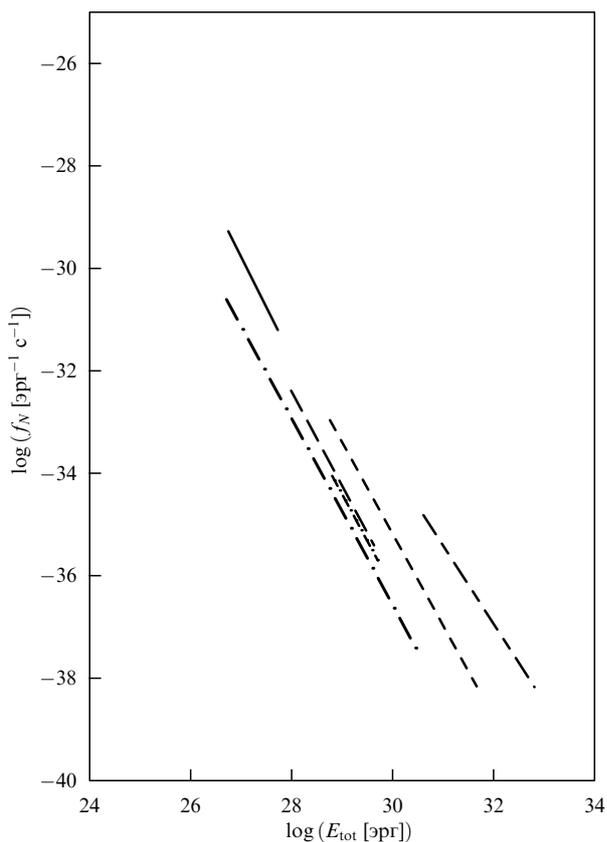


Рис. 3. Зависимости частоты  $f_N$  солнечных вспышек от их полной энергии  $E_{\text{tot}}$  в диапазоне энергий  $10^{27} - 10^{33}$  эрг, полученные Хадсоном [28] по результатам различных рентгеновских наблюдений Солнца 1971–1989 годов.

Из сказанного выше следует, что ключевым параметром в теории вспышечного нагрева является частота возникновения вспышек. Поскольку крупные вспышки не способны обеспечить нагрев, недостающая энергия может содержаться в мелкомасштабных вспышках при условии их достаточной частоты. Действительно, если частота вспышек с энергией  $1/10$  от энергии вспышек класса С превосходит в 10 и более раз частоту вспышек класса С, то, несмотря на меньшую энергию каждого отдельного события, их интегральное энерговыделение будет выше, чем у вспышек С-класса. В противном случае их энерговыделение будет меньше и решить проблему дефицита энергии с их помощью, очевидно, невозможно.

Более точные расчёты такого рода проведены в 1991 г. Хадсоном [28], который собрал данные наблюдений вспышечных событий в жёстком рентгеновском диапазоне и оценил полную мощность, высвобождаемую вспышками и микровспышками в короне. По расчётам Хадсона она составила  $2 \times 10^{25}$  эрг  $\text{c}^{-1}$ , что примерно на 2–3 порядка ниже общей мощности излучения короны в рентгеновском диапазоне (помимо приведённых ранее ссылок, см., например, [29]). Хадсон затем построил распределение частоты исследованных событий от их энергии в диапазоне энергий от  $10^{27}$  до  $10^{33}$  эрг (рис. 3) и показал, что оно хорошо описывается степенной зависимостью  $N(E) = AE^{-\alpha}$  с  $\alpha \approx 1,8$ , а затем экстраполировал найденное энергетическое распределение в область низких энергий.

Для степенного распределения вспышек с показателем степени  $\alpha$  полная энергия вспышек в диапазоне энер-

гий от некоторого минимального значения  $E_0$  до максимального  $E_1$  определяется при  $\alpha \neq 2$  интегралом

$$P = \int_{E_0}^{E_1} AE^{-\alpha} E dE = \frac{A}{2-\alpha} (E_1^{2-\alpha} - E_0^{2-\alpha}). \quad (5)$$

Рассмотрим диапазон, ограниченный одним порядком величины по энергии (например, от  $10^{29}$  до  $10^{30}$  эрг), т.е. положим  $E_1 = 10E_0$ . В этом случае формула (5) принимает вид

$$P_{10} = AE_0^{2-\alpha} \frac{10^{2-\alpha} - 1}{2-\alpha}. \quad (6)$$

Продифференцируем (6) по  $E_0$ :

$$\frac{dP_{10}}{dE_0} = (2-\alpha) \frac{P_{10}}{E_0}. \quad (7)$$

Следовательно, если  $\alpha > 2$ , то при уменьшении  $E_0$ , т.е. при переходе от обычных вспышек к микро- и нановспышкам, интегральная энергия в событиях новых классов будет возрастать, а при  $\alpha < 2$  — убывать. Случай  $\alpha = 2$  соответствует равномерному распределению энергии между вспышками всех классов.

Значение  $\alpha$ , полученное Хадсоном из рис. 3, как отмечалось, составило 1,8. Таким образом, единственным способом привести вспышечную гипотезу нагрева короны в соответствие с наблюдениями является предположение, что вспышки в диапазоне энергий ниже  $10^{27}$  эрг (нановспышки) должны иметь распределение, отличное от распределения вспышек и микровспышек, с показателем степени  $\alpha > 2$ . Последнее в числе прочего может означать их иную физическую природу. Проверка данной гипотезы стала одной из основных задач наблюдений вспышек малых энергий в мягком рентгеновском (МР) и вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазонах.

В МР-диапазоне микровспышки спокойной короны впервые были обнаружены через шесть лет после опубликования работы Хадсона, в 1997 г., Крюкером и др. [30] по данным МР-телескопа SXT (Soft X-ray Telescope) [31] космической станции Yohkoh. Особенностью событий оказалось незначительное возрастание температуры, на первый взгляд противоречившее наличию заметного всплеска излучения. Авторы предположили, что возрастание излучения связано прежде всего с повышением меры эмиссии (объёма и плотности излучающей плазмы), а сами всплески, соответственно, вызываются испарением плазмы из хромосферы в корону, аналогично тому, как это происходит в процессе формирования МР-излучения во время крупных солнечных вспышек.

В ВУФ-диапазоне спектра наиболее известными стали наблюдения в 1998 г. Бергманса и др. [32], которые по данным телескопа EIT (Extreme-Ultraviolet Imaging Telescope) [33] на борту космической обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) обнаружили большое число транзитных уярчений (transient brightenings) длительностью до 10–12 мин и идентифицировали новые события как нановспышки.

Крюкер и Бенз [34] предположили, что и ВУФ-уярчения, обнаруженные Бергмансом и др., имеют ту же природу, что и всплески МР-излучения микровспышек.

Испарение хромосферной плазмы в корону должно приводить к следующему изменению интенсивности ВУФ-излучения:

$$\Delta I = \left( \frac{\Delta N_e}{V} \right)^2 R(T) V = \frac{(\Delta N_e)^2 R(T)}{V}, \quad (8)$$

где  $\Delta N_e$  — число электронов, инжектированных в объём  $V$ ,  $T$  — температура плазмы,  $R(T)$  — функция температурного отклика телескопа. Если в качестве оценки энергии, высвобождающейся во время вспышки, использовать изменение тепловой энергии  $E_{\text{therm}}$ , то

$$E_{\text{therm}} = 3\Delta N_e k_B T = 3k_B T \sqrt{\frac{V\Delta I}{R(T)}}. \quad (9)$$

Неизвестными величинами в формуле (9) являются температура  $T$  и объём  $V$ . Для измерения температуры Ашванден и др. [35] предложили использовать метод отношения фильтров (filter ratio). Речь идёт о регистрации одного и того же события как минимум в двух независимых каналах наблюдения с известными функциями температурного отклика и определении температуры по наблюдаемому отношению сигнала в каналах. Авторы [35] использовали данные наблюдений телескопа TRACE [36] в каналах 171 Å и 195 Å (длины волн наблюдения, соответствующие спектральным линиям высокоионизованного железа). Если считать, что в каждый момент температура плазмы одинакова по всему объёму (однотемпературное приближение), а функции температурного отклика каналов известны, то отношение интенсивностей излучения в каналах из формулы (8) должно равняться отношению откликов:

$$\frac{\Delta I_{171}}{\Delta I_{195}} = \frac{R_{171}(T)}{R_{195}(T)} \equiv q(T). \quad (10)$$

Таким образом, температура  $T$  может быть вычислена из отношения интенсивностей по известной зависимости  $q(T)$ .

Температура микровспышек и нановспышек может быть также оценена с помощью модельных зависимостей от других параметров плазмы. Наиболее известным примером такой зависимости является полученный теоретически в приближении квазистационарного нагрева корональной петли закон Роснера – Такера – Вайаны (RTV) [37], хорошо выполняющийся для областей спокойного Солнца:

$$T \sim (pL)^a, \quad (11)$$

где  $T$  и  $p$  — температура и давление плазмы,  $L$  — длина корональной петли. Показатель степени  $a$ , полученный Роснером с соавторами, составил 1/3. Однако, как уста-

новил эмпирически Ашванден [38], в случае вспышечного нагрева этот показатель вследствие нестационарности нагрева оказывается несколько ниже:  $a \approx 1/4$ .

Существенную сложность при вычислении энергии малых вспышек по формуле (9) представляет собой оценка объёма  $V$ , так как реальная геометрия источника излучения вследствие проекционного эффекта оказывается неопределённой. В этом случае обычно считается, что излучающая область представляет собой корональную петлю с постоянным сечением по всей длине, и объём вычисляется по формуле

$$V = \frac{\pi d}{2} \frac{\pi w^2}{4} = \frac{\pi^2 d w^2}{8}. \quad (12)$$

Диаметр петли  $d$  в формуле (12) измеряется по наблюдаемому размеру излучающей области. Для сечения петли  $w$  приходится пользоваться результатами моделирования. В простейшем случае можно считать, что  $w$  является константой. В более сложных моделях исходят из того, что размеры корональных петель подчиняются принципу подобия и, таким образом, величину сечения можно оценить по диаметру  $d$ .

Поскольку характерные размеры источников излучения в микро- и нановспышках составляют несколько тысяч километров, на точность определения энергии существенное влияние оказывает пространственное разрешение прибора. Вследствие этого наблюдение слабых вспышек, как правило, проводится с помощью телескопов и спектрографов высокого разрешения. Последние достижения в этой области связаны с наблюдениями комплекса телескопов AIA космического аппарата SDO, а также телескопа High Resolution Coronal Imager (Hi-C). Кроме того, ввиду быстротечности наблюдаемой динамики важно также временное разрешение телескопа. На текущий момент рекорд по временному разрешению принадлежит комплексу телескопов и спектрогелиографов ТЕСИС (Телескоп солнечный/изображающий спектрометр) [39], работавшему на спутнике КОРОНАС-Фотон (Комплексные орбитальные околоземные наблюдения активности Солнца-Фотон). Минимальный временной промежуток между кадрами, получаемыми ТЕСИС в одном канале наблюдений, составил 4 с.

Сводная информация по основным результатам в области статистического анализа распределения энергии малых вспышек приведена в табл. 1. Как видно из представленных данных, к настоящему времени точной уверенности в том, что распределение вспышек малых энергий действительно подчиняется закону  $\alpha > 2$ , нет. Последние результаты получены Ульяновым и др. [40] на основе сравнения данных современных телескопов ТЕСИС и AIA в минимуме и на стадии возрастания солнечной активности. Авторы [40] показали, что в зависимости от применяемой геометрической модели и параметров алгоритма обработки данных показатель

**Таблица 1.** Основные работы по исследованию энергетического распределения нановспышек

Литература	Прибор (канал, Å)	Число событий	Диапазон энергий, эрг	Показатель степени $\alpha$
Бергманс и др. [32] (1998)	EIT (304, 195)	9187	$10^{24} - 10^{27}$	1,9, 1,35
Ашванден и др. [35] (2000)	TRACE (171, 195)	281	$10^{24} - 10^{26}$	1,79
Парнелл, Джап [41] (2000)	TRACE (171, 195)	4497	$10^{23} - 10^{26}$	2,4
Бенз, Крюкер [42] (2002)	EIT (171, 195)	11150	$10^{25} - 10^{27}$	2,3
Ашванден, Парнелл [43] (2002)	TRACE (171, 195)	436, 380	$10^{25} - 10^{27}$	1,86, 1,81
Ульянов и др. [40] (2019)	ТЕСИС, AIA (171)	107075	$10^{23} - 10^{26}$	2,2–2,9

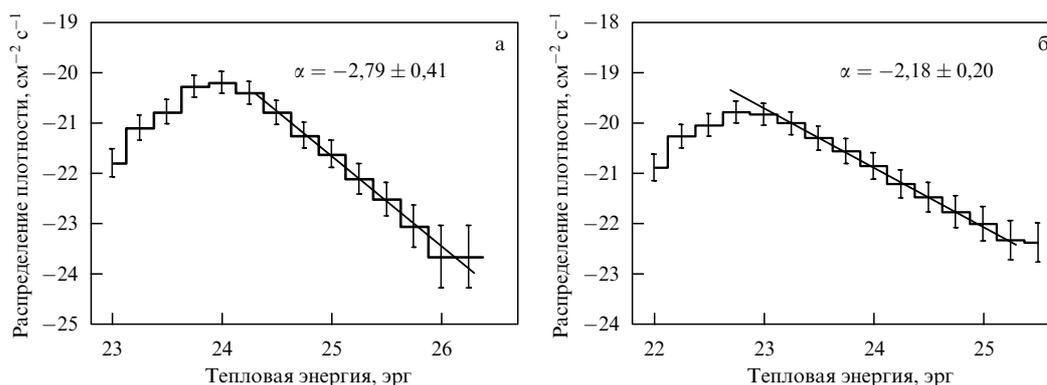


Рис. 4. Энергетические распределения нановспышек (в логарифмических шкалах), полученные в работе [40] по данным наблюдений (а) ТЕСИС/КОРОНАС-Фотон и (б) SDO/AIA.

степени энергетического распределения нановспышек лежит в диапазоне  $\alpha = 2,2 - 2,9$ , что свидетельствует в пользу теории нагрева нановспышками (рис. 4). При этом в минимуме цикла активности авторы получили величину  $\alpha$ , бóльшую, чем на стадии возрастания активности, что говорит о перераспределении частоты возникновения вспышек в зависимости от энергии в течение солнечного цикла. Тем не менее интегральная величина энерговыделения от зарегистрированных событий всё равно оказалась примерно в 30 раз меньше требуемой для согласования баланса потери и восполнения тепловой энергии в короне. Это означает, что ответ на вопрос о причине нагрева короны требует дальнейшего увеличения разрешения приборов.

### 3. Высокотемпературная плазма во вспышках малых энергий

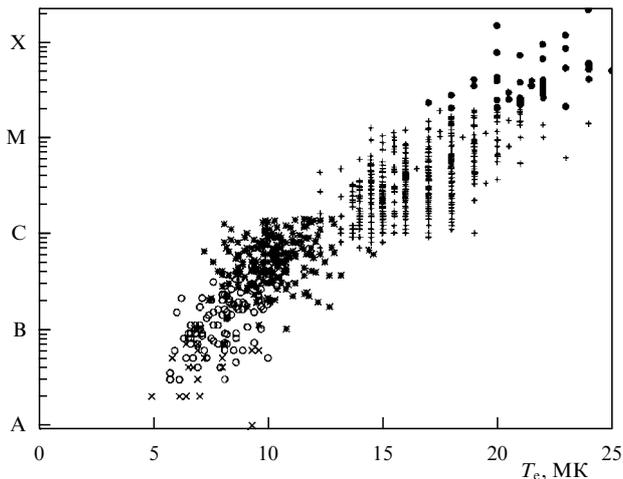
Основное непрерывное излучение солнечных вспышек лежит в коротковолновой области спектра, и оно может быть разделено на нетепловую компоненту, обычно имеющую степенное распределение по энергиям, и на тепловое излучение с максвелловским спектром. Тепловое излучение регистрируется на энергиях до 10–30 кэВ (см., например, [44]), что соответствует температуре вспышечной плазмы до  $(10 - 30) \times 10^6$  К, хотя иногда наблюдается плазма с  $T \sim 100 \times 10^6$  К (так называемая сверхгорячая вспышечная плазма (см., например, [45])). Заметим, что такие температуры на порядок превышают температуру плазмы в солнечном ядре. В области спектра выше 50 кэВ всё непрерывное излучение Солнца имеет нетепловое происхождение, т.е. формируется исключительно при торможении частиц высоких энергий в плотной плазме.

Для наблюдающихся на Солнце мелкомасштабных вспышек возможность разделения излучения на тепловую и нетепловую компоненты не так очевидна. На настоящий момент существует очень небольшое число наблюдений нетеплового излучения в микровспышках (например, [46, 47]); в большинстве событий регистрируется только тепловая компонента. Что касается нановспышек, то нетепловая компонента излучения в них пока достоверно не обнаружена. Можно заметить, впрочем, что для нановспышек, в целом, нет консенсуса относительно того, идентичен ли их механизм обычным вспышкам и корректно ли переносить на них шаблоны событий большего масштаба.

Вопрос о температуре, до которой может нагреваться плазма во время микро- и нановспышек, имеет прямое отношение к проблеме нагрева короны. Очевидно, что если энергия вспышек малого масштаба высвобождается лишь в области низких температур, то даже при достаточной их полной энергии формирование высокотемпературной короны не может быть обеспечено. Так как при снижении мощности вспышки снижается и температура вспышечной плазмы (по крайней мере, такая зависимость наблюдается для обычных вспышек), должна существовать некоторая пороговая мощность вспышек — при меньшей мощности их вклад в нагрев короны становится несущественным.

В качестве характеристики мощности вспышки традиционно используется классификация GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite), основанная на измерении потока МР-излучения в диапазоне 1–8 Å на орбите Земли. Выделяют пять рентгеновских классов вспышек по шкале GOES — А, В, С, М и X, которые соответствуют потокам излучения: от  $10^{-8}$  до  $10^{-7}$  Вт м<sup>-2</sup> — класс А; от  $10^{-7}$  до  $10^{-6}$  Вт м<sup>-2</sup> — класс В; от  $10^{-6}$  до  $10^{-5}$  Вт м<sup>-2</sup> — класс С; от  $10^{-5}$  до  $10^{-4}$  Вт м<sup>-2</sup> — класс М; от  $10^{-4}$  Вт м<sup>-2</sup> — класс X. К буквенному обозначению добавляют цифровой постфикс — множитель: например, класс M2.4 означает, что в максимуме вспышки в диапазоне 1–8 Å на уровне орбиты Земли был зарегистрирован поток излучения  $2,4 \times 10^{-5}$  Вт м<sup>-2</sup>. Заметим, что классификация GOES, которая была разработана для обычных вспышек, не имеет уровней, соответствующих нановспышкам. Минимальный класс А приблизительно соответствует наиболее крупным микровспышкам с энергией порядка  $10^{28}$  эрг.

В числе первых связь между электронной температурой вспышечной плазмы, её рентгеновским классом и мерой эмиссии зарегистрированного рентгеновского излучения получили Фелдман и др. [48]. Ими была проанализирована выборка из 868 вспышек рентгеновских классов от А2 до X2, полученная по данным двух приборов: спектрометра BCS (Bragg Crystal Spectrometer) на борту Yohkoh [49] и рентгеновского монитора GOES [50]. Температура определялась по спектрам BCS, измеренным вблизи трёх резонансных гелиеподобных линий: Fe XXV ( $\lambda = 1,85$  Å), Ca XIX ( $\lambda = 3,18$  Å) и S XV ( $\lambda = 5,04$  Å). Значение  $T$  подбиралось из условия максимальной корреляции зарегистрированных спектров с теоретическими. Полученная в результате такого исследования зависимость между потоком рентгеновского излучения

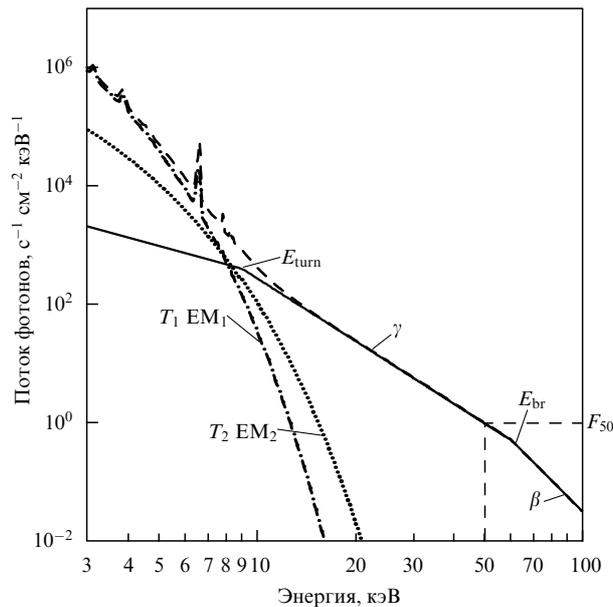


**Рис. 5.** Зависимость рентгеновского класса вспышки по данным GOES от электронной температуры  $T_e$  плазмы, измеренной в момент максимума излучения GOES в диапазоне 1–8 Å. (По данным Фелдмана и др. [48].)

вспышки  $F$  и температурой вспышечной плазмы  $T$  имела экспоненциальный вид (рис. 5).

Батталья и др. [51] провели подробный анализ 85 вспышек рентгеновских классов от В1 до М6 (от А1 до М6 после вычитания фона) по данным рентгеновского изображающего спектрометра RHESSI (Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) [52]. Параметры плазмы определялись для максимума жёсткого рентгеновского излучения вспышки, в отличие от параметров в работе Фелдмана, где рассматривался пик в низкоэнергетической области спектра, обычно наблюдающийся позднее. Для определения температуры плазмы исследовалась форма спектров непрерывного излучения вспышки, которые аппроксимировались с использованием программного пакета SPEX [53, 54]. SPEX позволяет конвертировать модельный фотонный спектр в спектр отсчётов с помощью матрицы спектрального отклика и сравнивать с наблюдаемым спектром, подстраивая модельные параметры (например, температуру) посредством минимизации  $\chi^2$ . Модель, использовавшаяся Батталья и др. [51], предполагала, что излучение вспышки складывается из двух тепловых изотермических компонент (с температурой и мерой эмиссии  $T_1$  и  $EM_1$  и  $T_2$  и  $EM_2$  соответственно) и одной нетепловой. В модели возможна подстройка девяти свободных параметров, из которых четыре определяют меру эмиссии и температуру двух тепловых компонент, а пять — характеристики нетепловой компоненты. Столь большое число параметров позволило с очень высокой точностью описать форму экспериментальных спектров RHESSI (рис. 6), в том числе такие их особенности, как изломы спектра в области низких энергий  $E_{turn}$  и высоких энергий  $E_{br}$ .

Для построения искомой зависимости между классом вспышек и температурой их плазмы авторы [51] сравнили поток МР-излучения по данным GOES и найденные в результате анализа спектров RHESSI значения температуры  $T_1$ . Полученная таким способом зависимость оказалась существенно отличающейся от ранее найденной Фелдманом и др. [48], однако она также может быть аппроксимирована показательной функцией и демонстрирует принципиальный эффект — снижение температуры



**Рис. 6.** Модельная аппроксимация экспериментальных спектров RHESSI (штриховая кривая) двумя тепловыми компонентами с температурами  $T_1$  (штрихпунктирная кривая) и  $T_2$  (пунктирная кривая) и нетепловой компонентой с наклоном  $\gamma$  в области энергий ниже 50 кэВ и наклоном  $\beta$  в области выше 50 кэВ,  $EM_1$  и  $EM_2$  — меры эмиссии. (Из работы [51].)

плазмы при уменьшении класса вспышки. Основная причина расхождения результатов работ Фелдмана и др. и Батталья и др., несомненно, состояла в использовании разных методов определения температур. Результат Батталья и др. вместе с результатами других перечисленных в данном разделе работ графически представлены ниже на рис. 8.

Ханна и др. [55] провели статистический анализ 25705 слабых вспышек классов от А до С, используя данные прибора RHESSI и базу атомных данных Chianti версии 5 [56, 57]. В остальном их методы обработки спектров при определении температуры и меры эмиссии, в целом, были аналогичны методам, применявшимся в работе Батталья и др. [51]. Полученные в [55] зависимости температуры плазмы от мощности вспышки оказались близки к результатам Фелдмана и др. [48].

В ходе аналогичной работы Ли и др. [58] было исследовано 1843 вспышки класса С1 и выше по данным RHESSI и GOES. Температура и мера эмиссии определялись в момент максимума потока МР-излучения с использованием стандартных процедур для работы с данными GOES (см., например, [59]). Как и в перечисленных выше работах, было показано, что температура экспоненциально увеличивается с возрастанием потока МР-излучения.

Выборка из более чем 50000 событий рентгеновских классов от В до Х проанализирована Райаном и др. в [60] по данным GOES. Был создан специальный алгоритм, позволивший существенно улучшить процедуру вычитания фона и, соответственно, определения температуры и меры эмиссии вспышечной плазмы. Авторы [60] продемонстрировали, что простое вычитание довспышечного уровня излучения часто приводит к существенным искажениям сигнала — особенно в случае наложения по времени профилей вспышек или неверного определения мо-

мента начала вспышки. Сформулирован ряд критериев, по которым подбирался фоновый уровень, причём одновременно анализировались данные в двух каналах рентгеновского монитора GOES: 0,5–4 и 1–8 Å. В отличие от авторов других работ, в которых все параметры определялись в один и тот же момент времени (момент максимума излучения в мягком или жёстком рентгеновских диапазонах), Райан и др. анализировали весь временной профиль вспышки и выбирали максимальное значение для каждого параметра, независимо от того, в какой момент этот максимум был достигнут. Как и в других работах, полученные зависимости температуры и меры эмиссии от потока МР-излучения оказались хорошо согласующимися с экспоненциальной и показательной функциями соответственно.

Каспи и др. в [61] исследовали корреляции температуры и меры эмиссии с потоком МР-излучения горячей плазмы для 37 мощных вспышек классов М и X. Параметры плазмы определялись по данным RHESSI методом, аналогичным использованному в работе Ханни и др. [55]. Подтверждено, что существует зависимость между максимальной температурой плазмы и рентгеновским классом события, описываемая показательной функцией. Каспи и др. также построили аналогичную зависимость для температур, полученных по данным GOES. Итоговая функция при этом оказалась более пологой, чем в случае, когда температура измерялась по данным RHESSI. Этот инструментальный эффект был объяснён низкой чувствительностью RHESSI к низкотемпературному излучению, в результате чего средняя температура плазмы оказывается завышенной.

Существенным ограничением представленных выше исследований была достаточно большая мощность изученных событий (класс А и выше), что не позволяет сделать выводы о характере зависимости температуры от балла вспышки для микро- и нановспышек. Более того, выявленные зависимости (см., например, результат Фелдмана и др. на рис. 5) при их продолжении в область низких температур показывают, что температура обращается в нуль уже для вспышек класса А1. Таким образом, экстраполяция температурных зависимостей для больших вспышек в область вспышек малых энергий говорит о том, что эффективный нагрев плазмы в микро- и нановспышках невозможен.

Указанный пробел в наблюдениях был заполнен Кириченко и Богачёвым [62], которые представили результаты исследования обширной выборки солнечных микровспышек, включавшей в себя 481 событие рентгеновских классов от В до уровня А0.01, что на два порядка ниже границы классификации GOES. Возможность для исследования столь слабых событий была получена благодаря сочетанию благоприятных условий для наблюдения (глубокий минимум активности 2009 г.) и особенности использовавшейся аппаратуры — характеристики вспышек определялись на основе данных рентгеновского спектрофотометра SPHINX (Solar Photometer IN X-rays) [63], работавшего в составе аппаратуры ТЕСИС [42, 64] на борту спутника КОРОНАС-Фотон [65] и имевшего порог чувствительности на два порядка ниже, чем у GOES. Дополнительная верификация результатов проводилась по данным изображающего спектрогелиометра MISH (MgXII Imaging Spectro-Heliometer) в составе ТЕСИС, который имел порог регистрации по температуре на уровне  $(3,5–4) \times 10^6$  К.

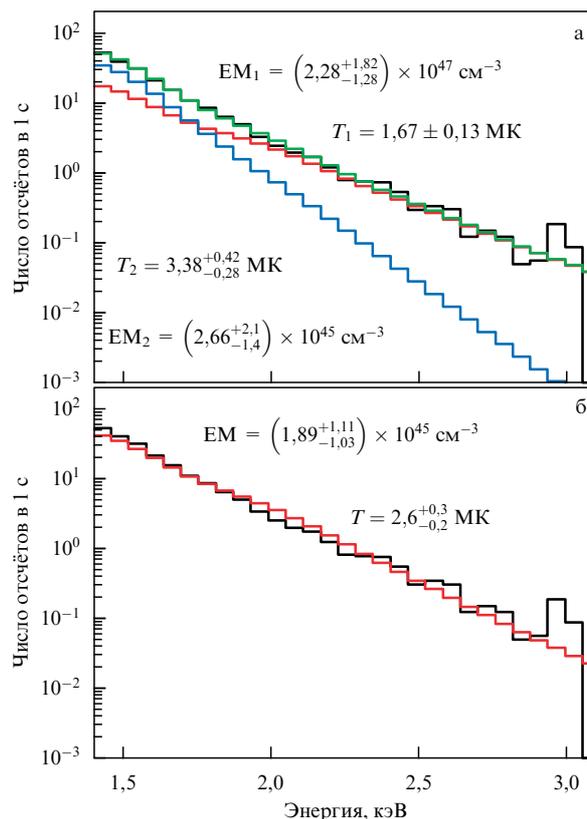


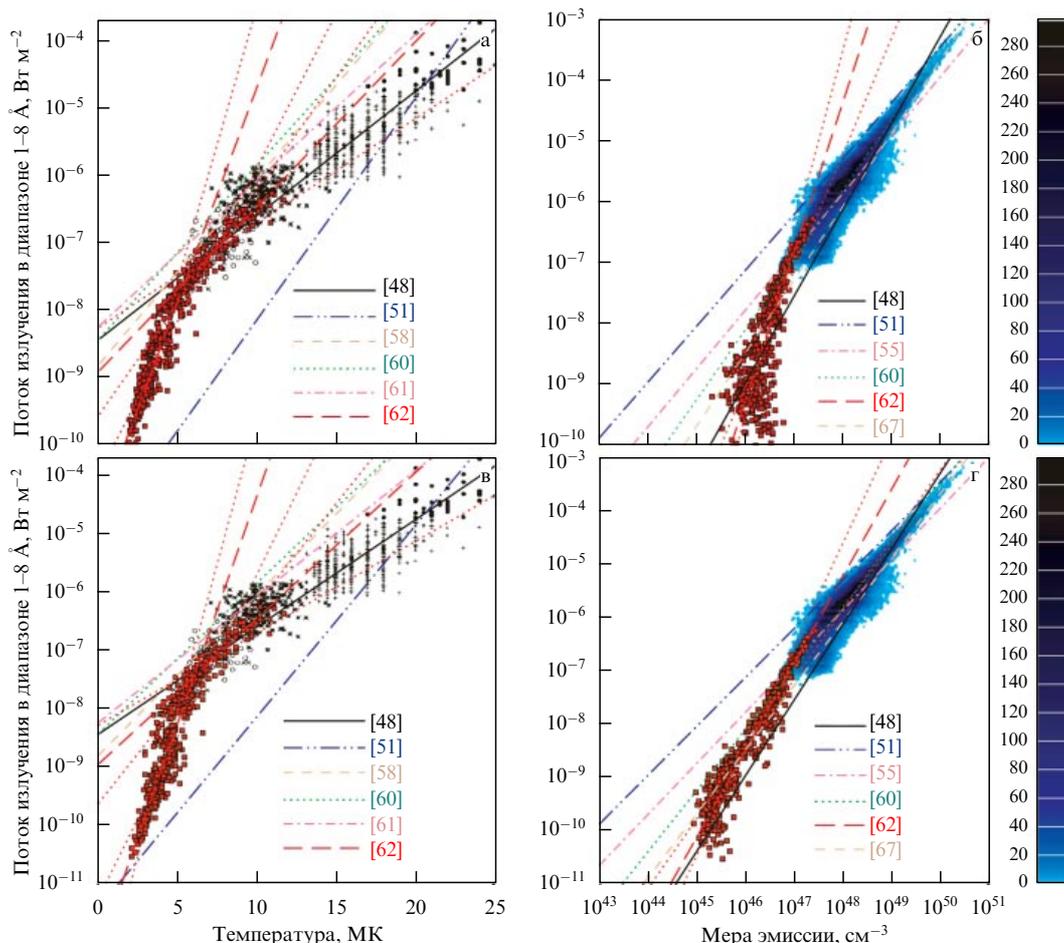
Рис. 7. (В цвете онлайн.) Пример определения температуры микровспышки по спектрам теплового излучения, измеренным SPHINX. Чёрная линия — экспериментальный спектр. (а) Двухтемпературное приближение (синяя и красная линии соответствуют модельным спектрам для температур  $T_1$  и  $T_2$ , зелёная линия — суммарный модельный спектр без разделения по температурам). (б) Однотемпературное приближение (красная линия соответствует модельному спектру для температуры  $T$ ).

Таким образом, сам факт регистрации микровспышки на изображениях MISH говорил о нагреве плазмы до температуры не ниже  $3,5 \times 10^6$  К.

Температура плазмы определялась Кириченко и Богачёвым посредством аппроксимации спектров теплового излучения вспышки, измеренных SPHINX, в рамках однотемпературного и двухтемпературного приближения с использованием базы атомных данных Chianti [56, 66]. Пример модельного приближения спектра SPHINX приведён на рис. 7.

Основной задачей работы Кириченко и Богачёва являлось продолжение обнаруженных ранее зависимостей между температурой и мощностью вспышки в область вспышек малых энергий. Полученная зависимость вместе с наложенными результатами упоминавшихся выше работ [48, 51, 55, 58, 60, 61, 64] представлена в однотемпературном (рис. 8а, б) и двухтемпературном (рис. 8в, г) приближениях. Красные квадраты показывают массив измерений, проведённых Кириченко и Богачёвым (каждый квадрат соответствует одной вспышке), а красные линии — две линейные аппроксимации этих данных: одна для вспышек малой мощности, класса ниже А1.0, а другая для вспышек большей мощности, класса выше А1.0, которые, соответственно, различаются. Линиями других цветов показаны данные других авторов.

Для вспышек класса выше А1.0 по данным работ [48, 51, 55, 58, 60, 61, 64] была выявлена линейная связь между



**Рис. 8.** (В цвете онлайн.) Зависимость потока МР-излучения вспышки в диапазоне 1–8 Å от температуры вспышечной плазмы (а, в) и от меры эмиссии (б, г) (из работы Кириченко и Богачёва [62]). Красные квадраты — экспериментальные данные ТЕСИС. Красные пунктирные линии — две их аппроксимации: для вспышек класса ниже А1.0 и вспышек класса выше А1.0. Рисунки а, б содержат результаты, полученные в рамках изотермической модели, на рис. в, г приведены результаты, полученные в рамках двухтемпературной модели. Чёрные символы — данные из работы Фелдмана и др. [48]. Синие двумерные гистограммы — данные из работы Райана и др. [60]. Линиями разного вида и разных цветов показаны аппроксимации данных работ из [48, 51, 55, 58, 60, 61, 67] в соответствии с легендой на рисунке.

температурой плазмы  $T$  и логарифмом потока МР-излучения вспышки  $F$ :

$$\log_{10} F = a + bT. \tag{13}$$

Экстраполяция этих зависимостей в область вспышек малых энергий, как отмечалось, указывала на невозможность нагрева плазмы в событиях мощностью ниже соответствующей классу А1.0. Прямое исследование вспышек классов А0.01–А1.0 показывает, что такая экстраполяция не является корректной и соотношение между потоком МР-излучения и температурой вспышечной плазмы для вспышек малых энергий становится более сложным. Фактически массив данных может быть разделён на две части с разным наклоном — ниже и выше уровня А1.0, причём наклон на рис. 8а и 8в, относящихся к микровспышкам, является существенно более крутым, чем наклон на рис. 8б и 8г, соответствующих обычным вспышкам.

Зависимость  $F(T)$  может быть аппроксимирована одной и той же функцией во всём диапазоне мощностей от А0.01 и выше, если вместо логарифмической использовать степенную функцию вида

$$\log_{10} F = a + b \log_{10} T. \tag{14}$$

Такая аппроксимация представлена на рис. 9. Хорошо видно, что в то время как приближение по формуле (13) требует разных наклонов для вспышек в диапазонах ниже и выше А1.0, как показано на рис. 8, приближение степенной функцией (14) единообразно описывает вспышки во всём исследованном диапазоне от А0.01 и выше.

Разделение модели на однотемпературную и двухтемпературную, как показывает исследование, не имеет особенного смысла для вспышек класса А1.0 и выше, для которых результаты обеих моделей являются практически идентичными. Вместе с тем для слабых событий класса А1.0 и ниже разница становится существенной. Это объясняется тем, что со снижением мощности вспышки уменьшается относительный вклад высокотемпературной компоненты в формирование интегрального излучения вспышки. Для вспышек классов А, В и выше поток МР-излучения, формируемого высокотемпературной компонентой, на 2–4 порядка превышает поток, формируемый низкотемпературной компонентой. В этом смысле разделение излучения по двум температурам не приводит к заметному изменению результатов моделирования. Для микровспышек уровня ниже А1.0 излучение от низкотемпературной компоненты сравнимо с излуче-

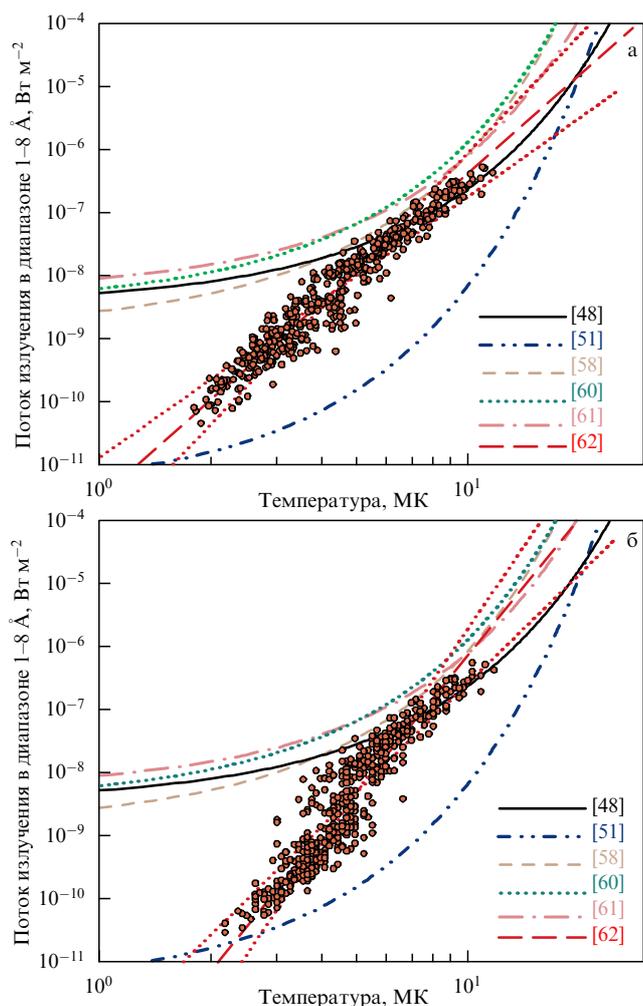


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Аппроксимация зависимости потока МР-излучения  $F(T)$  степенной функцией: (а) однетемпературное приближение, (б) двухтемпературное приближение. Обозначения аналогичны приведённым на рис. 8.

нием от высокотемпературной, и спектры их излучения необходимо аппроксимировать двумя компонентами.

Представление о том, что при снижении мощности вспышки уменьшается вклад высокотемпературной плазмы в её интегральное излучение, приводит к выводу о том, что существует минимальный класс вспышек, такой, что во всех вспышках меньшего класса высокотемпературная плазма исчезает. В рамках двухтемпературной модели это соответствует случаю, когда температура высокотемпературной компоненты  $T_2$  становится равной температуре холодной компоненты  $T_1$ . На рисунке 10 показаны результаты такого исследования, проведённого Кириченко и Богачёвым [62]. По оси абсцисс отложено отношение температур  $T_2/T_1$ , измеренное для вспышек, а по оси ординат — поток МР-излучения вспышки в диапазоне 1–8 Å или, что то же самое, её рентгеновский класс. Анализ выявленной зависимости показывает, что отношение температур  $T_2/T_1 = 1$  достигается при значении потока МР-излучения

$$F_1 = 10^{-11,71 \pm 0,77} = 1,9 \times 10^{-12} \text{ Вт м}^{-2}, \quad (15)$$

относящегося к рентгеновскому классу A0.0002, т.е. на четыре порядка ниже уровня A1.0, что может соответ-

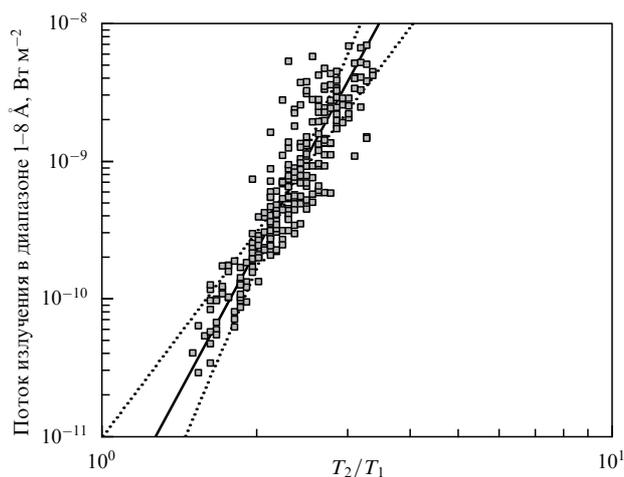


Рис. 10. Поток МР-излучения микровспышек как функция отношения температур вспыхивающей и окружающей плазмы в логарифмическом масштабе.

ствовать вспышкам с энергиями  $10^{24} - 10^{25}$  эрг (нижняя граница диапазона нановспышек). Тем самым есть основания предполагать, что возможность нагрева плазмы сохраняется во всём диапазоне событий, доступных сегодня для наблюдения, — от обычных вспышек до микро- и нанособытий. Отметим, что значение температур в данной точке

$$T_1 = T_2 = (1,66 \pm 0,34) \times 10^6 \text{ К}, \quad (16)$$

в целом, соответствует температуре плазмы солнечной короны  $(1-2) \times 10^6$  К.

#### 4. Магнитное пересоединение в мелкомасштабных солнечных вспышках и структурах

При исследовании вспышек малого размера основным препятствием для выяснения их природы является ограниченное разрешение наблюдений. Это утверждение может показаться спорным для разрешения по времени. Действительно, при потоковых измерениях солнечного излучения в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах наблюдения могут осуществляться с шагом, меньшим 1 с, либо даже проводиться в режиме регистрации отдельных фотонов. Такой точности, безусловно, достаточно для детального исследования временных профилей микро- и нановспышек. Вместе с тем такие вспышки вследствие их малой энергии дают очень малый вклад в интегральное излучение Солнца, что делает их выделение и исследование затруднительными. По этой причине основным способом изучения вспышек малых энергий являются не потоковые измерения, а обработка изображений. На фотографиях Солнца выделяется группа пикселей, соответствующая ядру вспышки, и далее изучается сигнал только в этих пикселях. Временное разрешение при регистрации изображений существенно уступает разрешению при потоковых измерениях. Так, временной шаг между соседними кадрами для работающих сейчас на орбите телескопов AIA на борту солнечной обсерватории SDO составляет 12 с [68]. В ходе эксперимента ТЕСИС на космическом аппарате КОРОНАС-

Фотон было достигнуто временное разрешение 4 с, что, по-видимому, является наилучшим на сегодня значением (см., например, [43, 69]). Однако таким способом было зарегистрировано всего несколько сотен изображений.

С точки зрения пространственного разрешения в настоящее время в ВУФ-области спектра пока не достигнут дифракционный предел и основным ограничением является размер пикселя детектора. В качестве детекторов обычно применяются матрицы КМОП (комплементарная структура металл–оксид–полупроводник) и ПЗС (прибор с зарядовой связью) с обратной освещённостью. Для телескопов ТЕСИС соответствующее ограничение составляло 1,7" на пиксель. Для телескопов AIA угловой размер пикселя 0,6", или около 440 км. Рекордно высоким на настоящий момент является угловое разрешение космического телескопа IRIS (Interface Region Imaging Spectrograph) [70] — около 0,35", которое, однако, может быть получено в очень ограниченном поле зрения, а также разрешение, достигнутое в ходе ракетного эксперимента Hi-C [71], — около 0,25". Наблюдения при этом показывают, что даже таких точностей недостаточно для того, чтобы разрешить пространственную структуру нановспышек, которые в итоге изучаются как точечные бесструктурные объекты.

Отсутствие информации о структуре нановспышек вызывает вопрос о том, почему эти события в целом классифицируются как вспышки, тогда как существуют и альтернативные механизмы энерговыделения в короне, например мелкомасштабный нагрев плазмы дрейфовыми токами [72]. Кроме того, наблюдения прямо показывают существование на Солнце мелкомасштабных явлений гидродинамической природы, например макроспикул и протуберанцев малого размера [73–75]. В такой ситуации (когда точность инструментальных данных не позволяет установить вспышечную природу события) существенное значение приобретают косвенные признаки. Основными из них могут считаться определённые изменения магнитного поля в области выделения энергии, характерные именно для солнечных вспышек. Как известно, солнечная вспышка — это процесс взрывного высвобождения энергии, предварительно накопленной в областях сильного магнитного поля. Считается, что изначально потенциальная (не имеющая токов) магнитная конфигурация на Солнце со временем усложняется под действием поверхностных течений плазмы или в результате всплывания новых магнитных потоков. В местах взаимодействия магнитных полей противоположной направленности при этом начинают образовываться электрические токи (обычно они принимают форму токовых слоёв), которые вносят избыточную энергию по отношению к энергии исходной потенциальной структуры — так называемую свободную энергию. Токи после достижения определённой величины утрачивают устойчивость и магнитная конфигурация быстро возвращается к исходному потенциальному состоянию с импульсным высвобождением накопленной свободной энергии. Происходит солнечная вспышка (см., например, [16, 76, 77]).

Если эту стандартную модель распространить на вспышки малых энергий, то можно предположить, что в их окрестностях должны наблюдаться изменения магнитного поля, предшествующие вспышке либо происходящие одновременно с ней, вследствие взрывной перестройки магнитной конфигурации. Кроме того, о вспы-

шечной природе эмиссионных ядер в короне может косвенно свидетельствовать их пространственная корреляция со сложными магнитными структурами (дипольными и квадрупольными).

Совпадение между положением нановспышек и местами концентрации магнитного поля отмечалось ещё в 1988 г. Паркером, который указывал, что соответствующие всплески излучения совпадают с небольшими изолированными магнитными диполями [1]. Стандартная концепция солнечной вспышки, однако, не предполагает возможности энерговыделения в дипольных структурах (с одним N-центром и одним S-центром), так как в такой структуре отсутствует взаимодействие полей разного направления. Чтобы разрешить эту проблему, Паркер предположил, что пересоединение магнитных линий осуществляется за счёт переплетения силовых линий поля фотосферными конвективными движениями плазмы [1, 14, 78, 79]. Численное моделирование такого пересоединения показывает возможность формирования этим способом токовых слоёв с последующим высвобождением энергии (см., например, [80–84]), причём распределение нановспышек по энергии имеет степенной вид [85]. Вместе с тем никаких экспериментальных подтверждений этого механизма в конце 1980-х годов, конечно, не могло быть получено.

Основной проблемой при исследовании магнитных структур в окрестностях нановспышек является та же проблема, что и при исследовании самих нановспышек, — соответствующие структуры являются очень мелкомасштабными. Кроме того, возможность наблюдения корональных магнитных полей представляет, по сути, не решённую на сегодня проблему [86–88]. На настоящий момент наиболее убедительным свидетельством возможности пересоединения между переплетёнными магнитными линиями в короне на очень малых масштабах являются наблюдения Солнца во время ракетного эксперимента Hi-C [71], в ходе которых обнаружены признаки энерговыделения в переплетённых корональных петлях [89–92]. Однако ввиду ограниченного пространственного разрешения этот вывод не является однозначным. Ряд работ указывает на то, что наблюдавшиеся источники излучения не связаны непосредственно с местами переплетения линий, а нагрев происходит на самом деле равномерно по всей длине петли [93]. Также есть указания, что структуры, наблюдавшиеся при рекордно высоком разрешении Hi-C, на самом деле являются холодными петлями с температурой менее  $10^6$  К, а искомые высокотемпературные петли, нагревающиеся в результате магнитного пересоединения, не видны даже при такой точности [94–96], что ставит под сомнение сам факт их существования.

Ввиду этого всё большую популярность в приложении к нановспышкам приобретает классический механизм пересоединения, при котором энергия выделяется не в результате запутывания магнитных линий, а при взаимодействии магнитных петель разной направленности с образованием нулевых точек [97–99]. Ещё одним признаком такого механизма является сокращение потока магнитного поля на уровне фотосферы. Недавние наблюдения Солнца показывают, что такое сокращение происходит повсеместно, и оно может служить источником энергии, необходимым для формирования большого числа компактных источников [100]. Существует также указание на то, что два механизма могут работать одно-

временно, например пересоединение вследствие сокращения потоков может запускать пересоединение в спутанных линиях, располагающихся выше в короне [101].

В настоящее время широко обсуждается вопрос о том, что одним из наиболее достоверных свидетельств мелкомасштабного магнитного пересоединения являются так называемые бомбы Эллермана, обнаруженные ещё около 100 лет назад [102] по характерному изменению формы спектральной линии водорода  $H_\alpha$  — повышению яркости в крыльях линии с одновременным потемнением в центре линии. Современные изображающие наблюдения Солнца демонстрируют, что бомбы Эллермана представляют собой мелкомасштабные вспышечно-подобные источники излучения размером порядка 800–1000 км [103, 104], формирующиеся непосредственно над фотосферой в нижних слоях хромосферы [105], что феноменологически отличает их от нановспышек, которые происходят в короне.

Спектральный анализ показывает, что во время бомб Эллермана плазма нагревается на 200–1500 К [106–109], т.е. существенно меньше, чем во время корональных нановспышек, когда температура плазмы возрастает на несколько сотен тысяч кельвинов. Выделяющаяся в бомбах Эллермана энергия соответствует верхней границе диапазона нановспышек и оценивается как  $10^{26}$ – $10^{28}$  эрг [107, 108, 110]. Спектр по энергиям является степенным с показателем 2,1 [110].

Вопрос о том, являются ли бомбы Эллермана хромосферным аналогом корональных нановспышек, пока остаётся, несмотря на наличие их некоторого сходства, открытым. Некоторые наблюдения показывают формирование в бомбах Эллермана одновременно с оптическим излучением ещё и всплесков УФ-излучения, свидетельствующих о нагреве части вещества до температур переходного слоя  $2 \times (10^4 - 10^5)$  К [103, 111–114]. Однако имеются сомнения в том, связаны ли эти всплески между собой или они являются случайным наложением, так как численные модели пока воспроизводят либо бомбы Эллермана, либо всплески УФ-излучения (в зависимости от высоты источника), но не то и другое одновременно [115–118]. Основная проблема состоит в том, что неясен механизм переноса энергии из фотосферы и нижней хромосферы в верхние слои [111, 119].

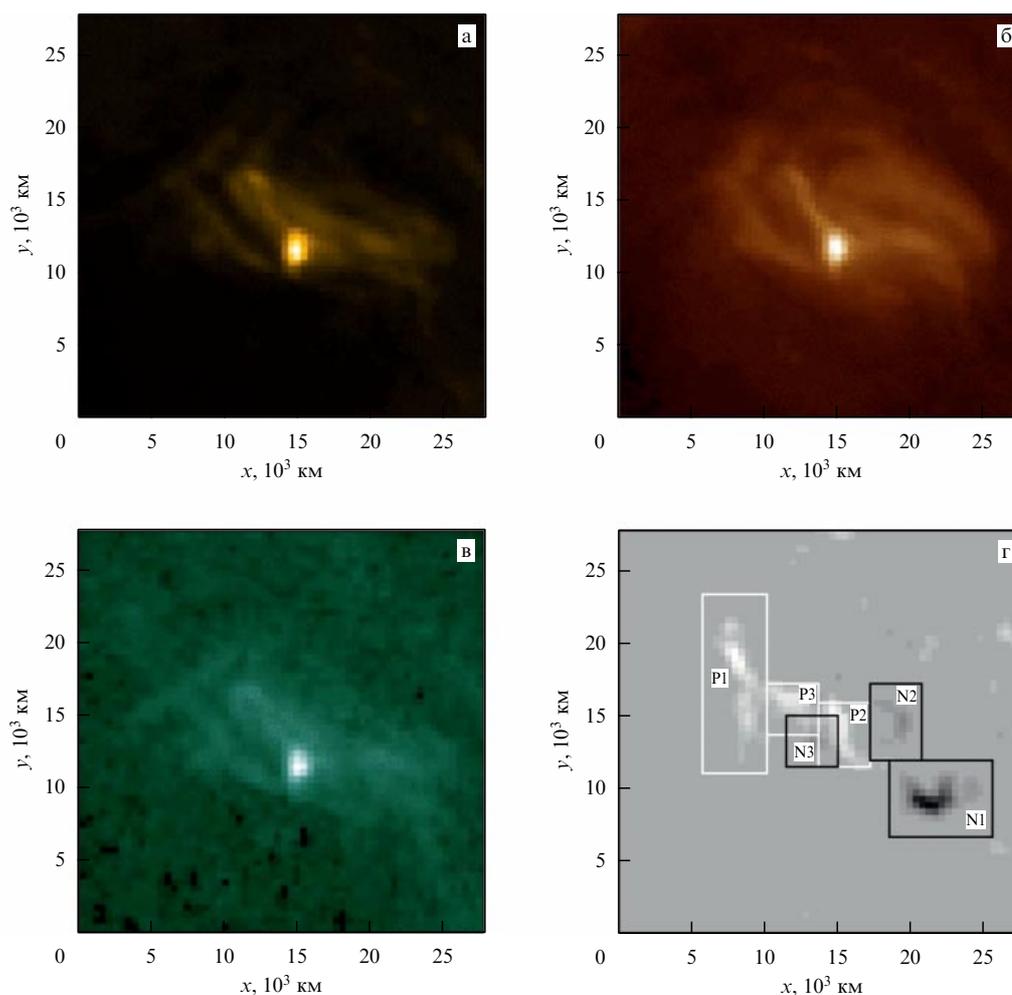
Вернёмся к наблюдениям магнитного поля. Исследования показывают, что бомбы Эллермана формируются вблизи нейтральной линии магнитных диполей [103, 120] часто либо в момент всплытия новых магнитных потоков [121, 122], либо, наоборот, в момент сокращения потоков магнитного поля противоположной полярности [108, 109, 123, 124]. Всё это очень похоже на классическую картину солнечной вспышки. В результате, несмотря на то что существуют и чисто гидродинамические модели формирования бомб Эллермана (см., например, [125]), большинство авторов рассматривает в качестве источника их энергии именно магнитное пересоединение (как пример см. [126]). Сегодня основным сценарием считается следующий. Бомбы Эллермана формируются в местах всплытия в фотосфере отдельных вершин ("гребней") волнообразной магнитной трубки, изогнувшейся вследствие неустойчивости Паркера [127, 128]. Релаксация данной структуры, согласно расчётам, приводит к пересоединению этих вершин друг с другом, что наблюдается экспериментально как сближение оснований петель и последующее сокращение пото-

ков магнитного поля на фотосфере [119, 129, 130]. Показано, что такое пересоединение наиболее эффективно происходит именно в нижней хромосфере в области температурного минимума [131].

Другим типом компактных источников в атмосфере Солнца являются корональные яркие точки [132], открытые в начале 1970-х годов на изображениях Солнца в рентгеновском диапазоне и поэтому в течение примерно 20 лет называвшиеся рентгеновскими яркими точками [133]. Корональные яркие точки наблюдаются, помимо рентгеновского диапазона, в линиях ВУФ-диапазона [134–136], а также в радиодиапазоне [137–140]. В их структуре выделяется яркое ядро размером около 5 тыс. км, окружённое диффузной областью излучения размером 10–30 тыс. км [25, 137, 138, 141–143]. Наблюдения с высоким угловым разрешением позволяют различить в этой области систему из двух-трёх мелкомасштабных петель размером  $12 \times 2,5$  тыс. км [134, 144–146]. Среднее время жизни корональных ярких точек около 8–20 ч [25, 142, 147], при этом в распределении преобладают события с меньшими временами жизни [143, 148]. Таким образом, размер и время жизни этих событий близки к параметрам, характерным для ячеек супергрануляции на Солнце [149].

Исследования энергетических характеристик корональных ярких точек показали, что плазма в них может нагреваться до температур порядка  $1,1 - 3,4 \times 10^6$  К [25, 140, 150, 151], однако часть плазмы существует и при более низких температурах, около  $5 \times 10^4 - 5 \times 10^5$  К [137, 138, 140]. Температурное распределение имеет минимум вблизи  $(2 - 3) \times 10^5$  К, соответствующий максимуму функции радиационных потерь в короне, при этом часть точек может вообще не достигать корональных температур [141, 152–154]. Многочисленные наблюдения показывают наличие быстрых изменений интенсивности излучения на временном масштабе порядка нескольких минут [25, 155–159], сопровождающихся изменением температуры плазмы и существенной перестройкой видовой структуры [144, 151, 160–162]. Вслед за всплесками излучения в короне с задержкой в несколько минут наблюдаются также уярчения у основания петель в хромосферных линиях и линиях переходного слоя [160, 163], при этом основную роль в передаче энергии, судя по всему, играет теплопроводность [141, 156, 164]. Такое поведение корональных ярких точек хорошо согласуется с моделью импульсного нагрева петель за счёт магнитного пересоединения [151, 160, 164, 165].

Уже первые наблюдения корональных ярких точек показали, что они практически всегда связаны с небольшими дипольными концентрациями фотосферного магнитного потока [26, 166–169], хотя в отдельных случаях наблюдается и более сложная конфигурация поля [170]. Соответствующий магнитный поток обычно порядка  $10^{18} - 10^{20}$  Мкс [25, 136, 171], при этом время жизни и интенсивность корональных ярких точек, как правило, возрастают с увеличением полного потока магнитного поля [26, 136, 146, 158] и слабо зависят от его топологии [141, 172]. Тепловая энергия, высвобождающаяся в корональных ярких точках, составляет порядка  $4,5 \times 10^{28} - 2,7 \times 10^{29}$  эрг и хорошо согласуется с энергией магнитного поля, что косвенно свидетельствует о том, что именно последнее является основным источником энергии [156]. Экстраполяция магнитного поля в корону в потенциальном приближении хорошо согласуется с реальной



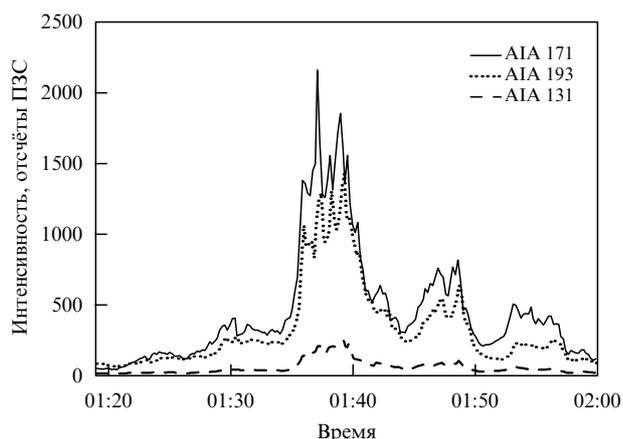
**Рис. 11.** (В цвете онлайн.) Одновременные изображения нановспышки в каналах AIA 171 Å (а), 131 Å (б) и 193 Å (в) и соответствующая им магнитограмма HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) (г) из работы [182]. Прямоугольниками на рис. г выделены области концентрации положительной, P1–P3, и отрицательной, N1–N3, магнитных полярностей.

структурой петель, наблюдаемой на изображениях, что указывает на потенциальный в основном характер поля [136, 146, 150, 162, 163].

Из наблюдений за эволюцией магнитного поля следует, что большая часть корональных ярких точек, около 70–80 %, связана с сокращением фотосферных потоков противоположной полярности [139, 150, 172, 173], а остальные, напротив, связаны со всплытием новых дипольных концентраций [26, 135], после чего, однако, также может следовать сокращение потоков [147]. Модельные исследования подтверждают, что изменение магнитной конфигурации вследствие наблюдаемого сокращения потоков способно обеспечить достаточную энергию для нагрева [174–176]. В пользу такого механизма свидетельствует также наблюдающаяся хорошая корреляция между интенсивностью излучения корональных ярких точек и скоростью уменьшения магнитного потока [150, 156, 157]. Рассматривается, кроме того, возможность взаимодействия всплывающих мелкошабных потоков поля с окружающей их более крупномасштабной магнитной структурой [136, 161, 177, 178]. При этом происходит пересоединение в области магнитного сепаратора с последующим выделением энергии [171, 179]. Возможно, имеет место двухступенчатый процесс, при котором начальный более равномерный нагрев

плазмы обеспечивается за счёт сокращения магнитного потока с последующим резким нагревом до корональных температур вследствие пересоединения на сепараторе [155, 180, 181]. В целом, наблюдения корональных ярких точек свидетельствуют скорее в пользу классического сценария магнитного пересоединения в мелкошабных петлях, чем в пользу сценария Паркера, рассматривающего пересоединение в перепутанных магнитных полях.

Одно из наиболее достоверных экспериментальных свидетельств в пользу классического сценария магнитного пересоединения в корональных нановспышках недавно получено Ульяновым и др. [182]. С помощью наблюдений комплекса телескопов SDO/AIA авторами [182] был исследован спокойный участок солнечного диска размером  $5 \times 5$  угл. мин в каналах 131 Å, 171 Å и 193 Å, регистрирующих горячую корональную плазму с температурой около  $10 \times 10^6$  К,  $0,7 \times 10^6$  К и  $1,5 \times 10^6$  К соответственно. Всего за время наблюдения, 6 ч, зарегистрировано несколько сотен статистически значимых мелкошабных всплесков излучения, из которых было выбрано событие с наибольшей статистикой (рис. 11а–в) и проведено его подробное изучение с использованием магнитограмм прибора SDO/HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) (рис. 11г). Полная тепловая энергия



**Рис. 12.** Профиль излучения нановспышки, измеренный в трёх каналах AIA: 171 Å (сплошная кривая), 193 Å (пунктирная кривая) и 131 Å (штриховая кривая). (Из работы [182].)

события после детального исследования оказалась равной  $6 \times 10^{25}$  эрг, что позволило классифицировать его как нановспышку среднего размера.

Найденный таким образом источник, который наблюдался одновременно во всех трёх каналах, был расположен в верхней части компактной системы корональных петель протяжённостью около 20 тыс. км, что соответствует характерной структуре более крупных вспыхивающих событий [16], но в значительно меньшем масштабе. Профиль интенсивности, изображённый на рис. 12, имеет три крупных пика общей продолжительностью около 30 мин, внутри которых наблюдаются более мелкие пики большей частоты, что свидетельствует об импульсном характере нагрева плазмы в рассматриваемой нановспышке. Температура плазмы в максимуме вспышки, найденная по отношению интенсивностей в каналах 171 Å и 193 Å, составляет  $3,1 \times 10^6$  К, что даёт оценку тепловой энергии вспышки  $6 \times 10^{25}$  эрг.

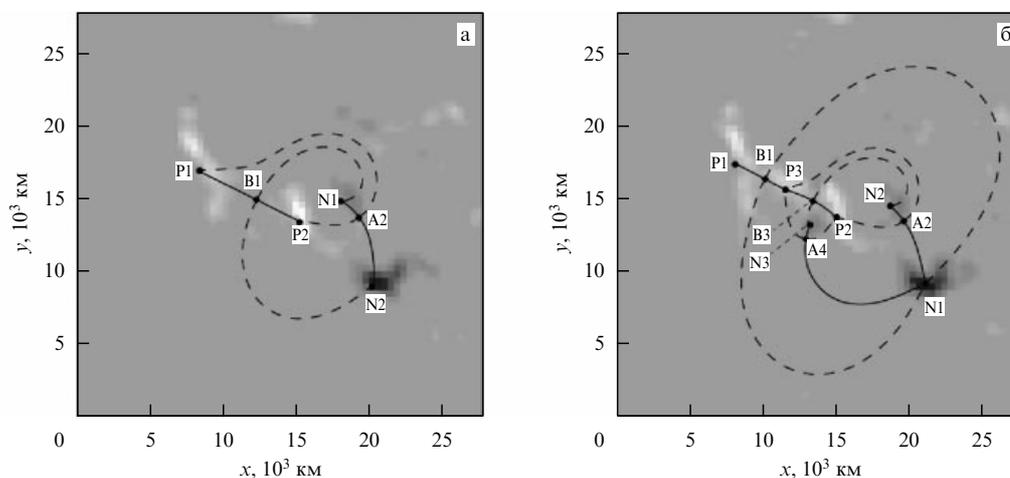
Несмотря на недостаток пространственного разрешения, на серии магнитограмм удалось установить несколько отдельных концентраций магнитного поля (рис. 11г), по которым была смоделирована топология магнитного поля в окрестности нановспышки до, во время и после наблюдавшегося всплеска излучения (рис. 13). Показа-

но, что энергосвободное выделение в короне было инициировано всплыванием магнитного диполя P3–N3 (см. рис. 13), нарушившим базовую дипольную структуру области, а затем, уже после нановспышки, магнитная структура релаксировала обратно в дипольную с сохранением наиболее крупных магнитных концентраций P1 и N1. Подобный сценарий в деталях воспроизводит сценарий классической солнечной вспышки. Хотя для больших вспышек триггером энергосвободного выделения часто служат также сдвиговые смещения оснований магнитных петель (см., например, [183]), в данном случае было показано отсутствие подобных движений.

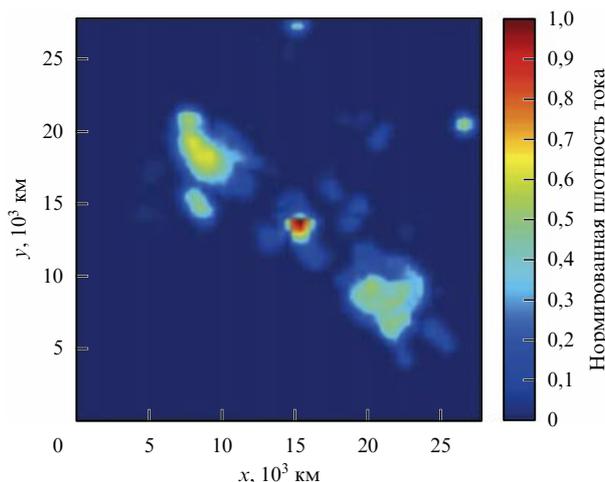
Свободная энергия, накопленная в результате всплывания потока P3–N3, составила  $8,9 \times 10^{25}$  эрг (энергия оценивалась нелинейным бессильным методом экстраполяции поля в короне [184]). Таким образом, около 2/3 этой энергии перешло в тепловую энергию плазмы, что крайне необычно для больших вспышек, в которых в нагрев плазмы переходит обычно не более 10 % энергии вспышки. Накопление энергии происходило в виде возрастания электрического тока в короне, пространственное распределение плотности которого показано на рис. 14. Наибольшая плотность тока была достигнута на высоте 15000 км над фотосферой; при этом центр концентрации плотности тока совпадал по положению и размеру с источником излучения нановспышки.

## 5. Вспышки малой мощности в активных областях

Когда говорят про вспышки малых энергий, традиционно подразумевают пересоединение в мелкомасштабных магнитных полях, возникающее в результате либо перепутывания магнитных линий конвективными поверхностными течениями плазмы, либо всплывания мелкомасштабных магнитных потоков. Вместе с тем нет фундаментального запрета на формирование микровспышек и нановспышек в крупномасштабных магнитных полях (активных солнечных областях). На фоне крупномасштабной регулярной структуры магнитного поля в таких областях могут существовать мелкомасштабные особенности с более сложной топологией, в которых может происходить локальное энергосвободное выделение, в том числе в виде малых вспышек. Главным препятствием для обна-



**Рис. 13.** Конфигурация магнитного поля в короне непосредственно перед вспышкой (а) и сразу после неё (б). (Из работы [182].)



**Рис. 14.** (В цвете онлайн.) Распределение электрических токов в короне во время нановспышки на высоте 1,5 тыс. км, определённое на основе нелинейного бессилового приближения. (Из работы [182].)

ружения таких событий является высокий уровень фонового излучения в крупных активных областях, на котором трудно зарегистрировать слабые всплески от малых вспышек, поскольку регистрации слабых событий препятствуют обычные вспышки.

Косвенным свидетельством формирования микро- и нановспышек в крупных активных областях может быть изменение структуры излучения из области, при котором необъяснимо возрастает доля МР-излучения, свидетельствующая о нагреве плазмы. В особенности интерес представляют случаи, когда структура активной области является простой (монопольной или дипольной) и крупномасштабное пересоединение в ней невозможно.

Существенным препятствием для выделения высокотемпературной части спектра излучения активных областей является широкий температурный отклик используемых инструментов, например телескопов AIA на борту космического аппарата SDO [68], являющихся в настоящее время основным космическим инструментом для исследования Солнца, или телескопа XRT (X-ray Telescope) на борту спутника Hinode [185]. Высокотемпературная компонента излучения на получаемых изображениях оказывается смешанной с низкотемпературной подложкой. Синтетические изображения, в которых высокотемпературная и низкотемпературная компоненты излучения разделяются модельными методами (см., например, [186–188]), содержат значительную погрешность, не позволяющую однозначно утверждать, какая часть выделенного высокотемпературного сигнала действительно формируется горячей плазмой, а какая является результатом несовершенства алгоритма.

Имеющиеся сообщения о наблюдении высокотемпературной плазмы по данным XRT (см., например, [189–192]) относятся преимущественно к крупным активным областям с высокой вспыхивающей активностью. Относительно высокотемпературного излучения из неспыхивающих активных областей существуют оценки, что синтетические способы регистрации плазмы высокой температуры в принципе не чувствительны к этому излучению, если оно находится ниже некоторого порога. Например, согласно оценкам [193] по данным телескопа XRT, высокотемпературная (более  $4 \times 10^6$  К) компонента излу-

чения может наблюдаться лишь тогда, когда её мера эмиссии превышает 0,1 от фоновой меры эмиссии, формируемой плазмой с  $T \approx (2-3) \times 10^6$  К. Безусловно, это является серьёзным препятствием для исследования слабого вклада от микровспышек и нановспышек.

Более перспективным является использование квази-монохроматических наблюдений, когда регистрация сигнала проводится в такой узкой полосе пропускания, что его можно считать относящимся только к одной спектральной линии, на которой центрирован данный диапазон. В жёстком рентгеновском диапазоне такие наблюдения, в частности, выполняли телескопы NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) [194, 195] и FOXSI (Focusing Optics X-ray Imager) [196, 197]. В мягком рентгеновском диапазоне можно отметить спектрометр FCS (Flat Crystal Spectrometer) [198] на борту космического аппарата SMM, спектрофотометр SPHINX [199, 200] на спутнике КОРОНАС-Фотон, спектрометр RESIK (REntgenovskiy Spectrometr s Izognutymi Kristalami) [201, 202] на аппарате КОРОНАС-Ф, изображающий спектрогелиометр MISH [203] на борту КОРОНАС-Фотон. Можно упомянуть данные изображающих спектрометров в ВУФ-диапазоне SUMER (Solar Ultraviolet Measurement of Emitted Radiation) [204, 205] и EUNIS-13 (Extreme Ultraviolet Normal Incidence Spectrograph) [206].

Основным способом характеристики температурной структуры излучения активной области является дифференциальная мера эмиссии, определяемая по формуле

$$\text{DEM}(T) = n^2 \frac{dV}{dT}. \quad (17)$$

Чем выше величина DEM для конкретного значения температуры, тем большая доля плазмы имеет данную температуру. Таким образом, изучая соотношения DEM при разных значениях  $T$ , можно сделать вывод об относительном содержании плазмы разных температур в конкретной активной области. Такими характерными значениями  $T$  могут быть  $3 \times 10^6$  К (характерная фоновая температура плазмы активной области),  $5 \times 10^6$  К (высокотемпературная плазма) и  $10 \times 10^6$  К (вспыхивающая плазма). Отношения соответствующих DEM, а именно  $\text{DEM}_5/\text{DEM}_3$  и  $\text{DEM}_{10}/\text{DEM}_3$ , полученные в различных экспериментах, показаны в табл. 2.

Ниже приведены некоторые комментарии к перечисленным работам.

Для жёсткого рентгеновского диапазона представлены данные из работы Ханны и др. [194], исследовавших неспыхивающую активную область по данным NuSTAR и оценивших температуру плазмы примерно в  $3 \times 10^6$  К, а также данные Ишикавы и др. [196], анализировавших данные ракетного эксперимента FOXSI [197], который строил изображения Солнца с помощью фокусирующей оптики наклонного падения. Ишикава и др. не обнаружили сигнала в исследуемой активной области и на этой основе оценили верхний предел количества горячей плазмы в отсутствие вспышек.

Дель Занна и др. [198] исследовали в МР-диапазоне спектры шести спокойных активных областей, полученные с помощью спектрометра FCS/SMM в диапазоне длин волн 13–20 Å. По результатам наблюдений дана оценка: мера эмиссии высокотемпературной компоненты излучения не должна превосходить  $2 \times 10^{27}$  см<sup>-5</sup>. В работе [199] исследовались рентгеновские спектры, полученные с помощью спектрометра SPHINX на протяже-

**Таблица 2.** Наблюдения горячей плазмы в неспышечных активных областях.  $DEM_X$  — дифференциальная мера эмиссии для температуры  $X \times 10^6$  К

Инструмент	Диапазон	$DEM_5/DEM_3$	$DEM_{10}/DEM_3$	Литература
SUMER	Fe XIX 1118 Å	$\leq 0,1\%$	$\leq 0,1\%$	[204]
FCS/SSM	13–20 Å	$\leq 1\%$	—	[198]
NuSTAR	2–78 кэВ	$\leq 10\%$	$\leq 0,1\%$	[194]
FOXSI	6–8 кэВ	$\leq 3\%$	$\leq 0,003\%$	[196]
SPHINX	1,34–7 кэВ	—	—	[199]
EUNIS-13	Fe XIX 592,2 Å	—	$\leq 7,6\%$	[206]
RESIK	3,4–6,1 Å	$\leq 0,1\%$	—	[201]
XRT	2–40 Å	$\leq 10\%$	$\leq 10\%$	[193]
AIA	94 Å	$\leq 1–10\%$	$\leq 1–10\%$	[187]
MgXII/СПИРИТ	Mg XII 8,42 Å	$\leq 0,01\%$	$\leq 0,001–0,01\%$	[203]

нии двух недель. Из интегрирования были исключены интервалы времени, в которые наблюдалась вспышечная активность Солнца. В полученном синтетическом спектре обнаружено рентгеновское излучение, которое может быть объяснено наличием неспышечной горячей плазмы. При этом, однако, с учётом большого времени интегрирования нельзя однозначно утверждать, что плазма была сформирована именно вспышками низких энергий, а не являлась остаточной от более крупномасштабной активности. Сильвестр и др. [201] на основе данных RESIK проанализировали спектр от всего Солнца в диапазоне длин волн 3,4–6,1 Å и показали, что в этом случае DEM плазмы вспышечных температур ( $\sim 10^6$  К) составляет не более 0,1 % от DEM фонового излучения с температурой  $\sim 3 \times 10^6$  К, что может считаться оценкой сверху для вклада нановспышек в интегральное тепловое излучение активных областей. Рева и др. [203] провели изображающие исследования высокотемпературной плазмы неспышечного происхождения в короне Солнца по данным монохроматического спектрогелиометра в составе аппаратуры СПИРИТ (Спектрограф изображающий/рентгеновский телескоп) на борту спутника КОРОНАС-Ф [207]. Особенностью прибора являлось отсутствие чувствительности к плазме с температурой ниже  $4 \times 10^6$  К. Установлено, что достоверный сигнал в этой области температур регистрировался только в активных областях после вспышек. С учётом чувствительности инструмента показано, что это соответствует ограничению для DEM плазмы, производимой нановспышками, в 0,01 % от DEM фонового излучения активных областей.

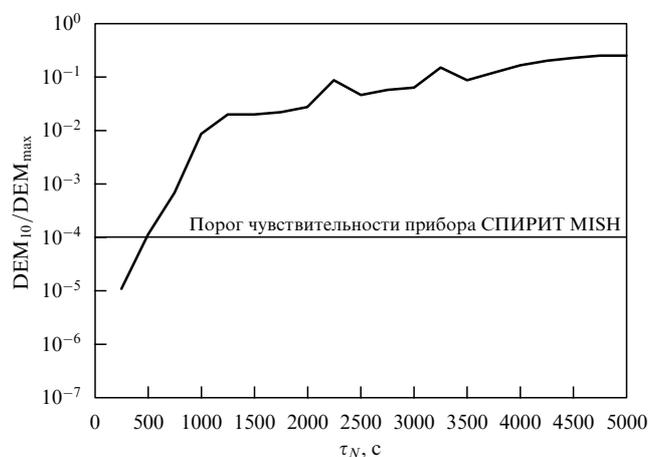
Для ВУФ-области спектра в табл. 2 представлены результаты Паренти и др. [204], которые по данным прибора SUMER зарегистрировали сигнал в линии Fe XIX 1118 Å в неспышечных участках активной области и интерпретировали его как свидетельство формирования плазмы высокой температуры. По этим данным получена оценка для DEM плазмы вспышечных температур в 0,1 % от фона. В этом же спектральном диапазоне Брзиус и др. [206] исследовали активную область в линии Fe XIX 592,2 Å (формируется при температуре  $T \approx 8,9 \times 10^6$  К) по данным изображающего спектрометра EUNIS-13 и зарегистрировали заметный уровень сигнала. Вместе с тем в исследованный период в данной области наблюдалась вспышечная активность, что может приводить к некорректной оценке ограничения на DEM.

В целом, наиболее сильные ограничения на вклад нановспышек в формирование теплового излучения активных областей в настоящее время дают Ишикава и др.

[196] по данным наблюдений жёсткого рентгеновского излучения прибором FOXSI — не более 0,003 % для отношения  $DEM_{10}/DEM_3$  и Рева и др. [203] по данным в МР-диапазоне — не более 0,001–0,01 %.

Каргилл [208] провёл моделирование нагрева плазмы активных областей нановспышками с учётом их распределения по энергии и их средней частоты. Полученные в результате моделирования временные профили температуры и плотности могут быть пересчитаны в терминах дифференциальной меры эмиссии, что позволяет сравнить их с представленными выше ограничениями на DEM.

Такие оценки, сделанные Ревой и др. [203], представлены на рис. 15. Как видно из рисунка, относительный вклад нановспышек в формирование высокотемпературного излучения активной области быстро убывает при повышении частоты нановспышек (сокращении времени  $\tau_N$  между двумя вспышками). Этот результат, который может показаться парадоксальным, связан с общим ограничением на интегральное энерговыделение нановспышек (см., например, раздел 1). При наличии такого ограничения повышение частоты вспышек означает уменьшение энергии каждого отдельного события. Снижение мощности нановспышек приводит в свою очередь к уменьшению температуры вспышечной плазмы (раздел 2). Если считать эти рассуждения и результаты моделирования [208] в целом достоверными, то из ограни-

**Рис. 15.** Отношение DEM высокотемпературной компоненты плазмы к DEM фоновой (основной) компоненты согласно результатам численного моделирования [208]. (Результат из работы Ревы и др. [203].)

чений на DEM, полученных Ишикавой и др. [196] и Ревой и др. [203] ( $DEM_{10}/DEM_3 \leq 10^{-5} - 10^{-4}$ ), следует, что отдельные нановспышки в активных областях происходят с темпом не менее чем одна нановспышка за 500 с.

## 6. Заключение

Результаты экспериментальных исследований солнечных вспышек малых энергий за прошедшие 50 лет привели к общему согласию, что в этих событиях содержится заметная доля интегральной энергии солнечной активности, но так и не смогли убедительно ответить на вопрос: какая именно доля? И экспериментальные оценки, и теоретические предположения всё ещё оставляют пространство для самых крайних точек зрения. Согласно некоторым из них солнечные вспышки простираются вплоть до пикособытий, а может быть и фемтособытий, и колоссальной энергии, которая содержится в этом резервуаре, хватит для решения всех ключевых проблем современной физики Солнца. Естественно, наряду с этим существует мнение, что энергия слабых вспышек является лишь малой добавкой к уже известной крупномасштабной активности и не влияет существенно на её общий энергетический баланс. Как отмечалось, ни одно из этих представлений на настоящий момент не исключено.

Наблюдения показывают, что солнечный микромир объективно существует. По сути, каждый скачок в точности изображающих наблюдений короны Солнца приводил к обнаружению вспышек и структур всё более мелкого масштаба. Попытки объединить эти наблюдения в единый ряд показывают, что вспышки всех уровней распределены по энергиям примерно одинаковым образом, а именно по степенному закону  $dN \sim E^{-\alpha}$ . Это означает, что полная энергия солнечных вспышек является ограниченной при  $\alpha \leq 2$  (при этом основная доля энергии содержится в обычных вспышках), либо неограниченно возрастает при уменьшении  $E$ , если  $\alpha > 2$ . Так как бесконечная энергия невозможна, должна существовать такая пороговая мощность вспышки (энергия отсечения), что при мощности ниже пороговой эти события или невозможны, или распределены по иному закону. Экспериментальные исследования показывают, что в действительности значение  $\alpha$  очень близко к двум — в зависимости от метода определения энергии то немного больше, то меньше двух. Тем самым окончательный ответ на этот вопрос пока не получен. Что касается энергии отсечения, то в доступном для экспериментального исследования диапазоне  $> 10^{24}$  эрг она так и не обнаружена. Получаемый в некоторых экспериментах завал спектра на малых энергиях, как правило, связан с ограничением чувствительности аппаратуры, что приводит к недобору числа вспышек вблизи порога чувствительности.

Попытки установить характеристики микро- и нановспышек экстраполяцией зависимостей, полученных для обычных вспышек, иногда дают неправильные результаты. Так, надёжно установлено из наблюдений обычных вспышек наличие связи между мощностью вспышки  $F$  и температурой формируемой во вспышке плазмы  $T$ : чем слабее вспышка, тем меньше температура плазмы. Сама зависимость при этом является экспоненциальной:  $\log_{10} F = a + bT$ . Попытки экстраполировать эту зависимость в область малых энергий приводят, однако, к выводу об обращении температуры плазмы в нуль уже для

крупных микровспышек, вступающему в противоречие с наблюдениями. Эту проблему удалось решить посредством прямых измерений зависимости  $F(T)$  для вспышек малых энергий, которые показали, что она подчиняется не экспоненциальному, а степенному закону  $\log_{10} F = a + b \log_{10} T$ , причём, как выяснилось, этому же закону подчиняется и зависимость для обычных вспышек, которая ранее ошибочно аппроксимировалась экспоненциальной функцией лишь из-за ограниченности экспериментальных данных. Нагрев плазмы, согласно этим данным, прекращается только при мощности вспышки класса ниже  $\sim A0.0002$ , что соответствует слабым солнечным нановспышкам с энергией  $10^{24} - 10^{25}$  эрг.

Со времён Паркера продолжается дискуссия о природе и механизме энерговыделения в нановспышках, принимающая иногда самые крайние формы, вплоть до отрицания вспышечной природы нановспышек и попыток объяснить их в рамках гидродинамических моделей (без участия магнитного поля). Основное обсуждение, впрочем, ведётся вокруг сценария магнитного пересоединения. Наиболее известным является сценарий Паркера, согласно которому пересоединение происходит в результате запутывания силовых линий поля конвективными течениями плазмы. Альтернативой сценарию Паркера является пересоединение в мелкомасштабных магнитных петлях, покрывающих поверхность Солнца и образующих так называемый магнитный коврик. В последнем случае механизм нановспышек полностью совпадает с механизмом обычных вспышек, отличаясь от последнего лишь масштабом.

Ответ на вопрос о том, как на самом деле формируются нановспышки, безусловно, может быть получен только в эксперименте. Так, при фотографировании короны с рекордно высоким угловым разрешением  $0,25''$  во время ракетного эксперимента Ni-C были представлены свидетельства энерговыделения в запутанных линиях магнитного поля, подтверждающие сценарий Паркера. С другой стороны, есть много свидетельств формирования нановспышек в результате всплывания новых фотосферных потоков, а Ульянов и др. [182] в 2019 г. впервые восстановили трёхмерное магнитное поле в короне в окрестностях нановспышки и показали, что его динамика полностью подчиняется сценарию обычной вспышки.

Таким образом, вопрос остаётся открытым. Естественное предположение, что на Солнце реализуются оба сценария, вызывает новые вопросы, как минимум, о соотношении долей вспышек в этих вариантах, а главное, о том, корректно ли объединять события, имеющие столь различную природу, в единый класс — нановспышки. При этом не исключено, что сценариев мелкомасштабного энерговыделения на Солнце может быть ещё больше. В частности, наблюдения крупных активных областей показывают, что даже в отсутствие солнечных вспышек в таких областях формируется, хотя и в очень незначительном количестве, плазма вспышечной температуры  $\sim 10 \times 10^6$  К. Попытки применить для объяснения этого феномена модель нановспышек пока дают не очень достоверный результат: предсказывается, что нагрев может быть обеспечен достаточно редкими (одно событие в 500 с) и, соответственно, крупными нановспышками, которые здесь не наблюдаются. Не исключено, что в данном случае действует иной механизм мелкомасштабного энерговыделения.

В целом, мы полагаем, что, несмотря на значительные усилия и прогресс в течение последних 50 лет, природа и роль вспышек малых энергий далеки от прояснения, а соответствующая проблематика остаётся одной из наиболее притягательных для исследования. Скорее всего, решающий прогресс в этой области может быть получен только на основе новых, более точных экспериментальных данных. В связи с этим мы желаем успеха зарубежным космическим миссиям, среди которых хотели бы выделить аппараты Parker Solar Probe и Solar Orbiter, а также российским космическим миссиям "Интергелиозонд" [209] и "Арка" [210, 211]. Последний аппарат, в частности, впервые в мире должен предоставить изображения короны Солнца с детализацией 0,1", или около 70 км, что, как мы надеемся, позволит получить решающие экспериментальные свидетельства о природе малых вспышек и их вкладе в интегральную энергию солнечной короны.

Работа частично (разделы 3 и 4) выполнена в рамках проекта FSSS-2020-0018, финансируемого из средств государственного задания победителям конкурса научных лабораторий организаций высшего образования Министерства высшего образования и науки РФ.

## Список литературы

- Parker E N *Astrophys. J.* **330** 474 (1988)
- Parker E N *Astrophys. J.* **128** 664 (1958)
- Withbroe G L, Noyes R W *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **15** 363 (1977)
- Schwarzschild M *Astrophys. J.* **107** 1 (1948)
- Stein R F, Leibacher J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **12** 407 (1974)
- Priest E R *Solar Magnetohydrodynamics* (Geophysics and Astrophysics Monographs, Vol. 21) (Dordrecht: Springer, 1982)
- Hollweg J V *Solar Phys.* **91** 269 (1984)
- Davila J M *Astrophys. J.* **317** 514 (1987)
- Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **520** 880 (1999)
- De Pontieu B et al. *Science* **318** 1574 (2007)
- Nisticò G, Nakariakov V M, Verwichte E *Astron. Astrophys.* **552** A57 (2013)
- Okamoto T J et al. *Astrophys. J.* **809** 71 (2015)
- Réville V et al. *Astrophys. J. Suppl.* **246** 24 (2020)
- Parker E N *Astrophys. J.* **264** 642 (1983)
- Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
- Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. II Reconnection and Flares* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 341) (New York: Springer-Verlag, 2007)
- Lin R P et al. *Astrophys. J.* **283** 421 (1984)
- Brown J C *Solar Phys.* **18** 489 (1971)
- Сыроватский С И, Шмелева О П *Астрон. журн.* **49** 334 (1972); Syrovatskii S I, Shmeleva O P *Sov. Astron.* **16** 273 (1972)
- Porter J G et al. *Astrophys. J.* **323** 380 (1987)
- Blake R L et al. *Astrophys. J.* **137** 3 (1963)
- Friedman H, in *The Solar Corona. Proc. of Intern. Astronomical Union Symp., Cloudfcroft, New Mexico, USA, 28–30 August 1961* (IAU Symp., Vol. 16, Ed. J W Evans) (New York: Academic Press, 1963) p. 45
- Mandel'stam S L *Space Sci. Rev.* **4** 587 (1965)
- Beigman I L et al. *Solar Phys.* **9** 160 (1969)
- Golub L et al. *Astrophys. J.* **189** L93 (1974)
- Golub L et al. *Solar Phys.* **53** 111 (1977)
- Canfield R C, Metcalf T R *Astrophys. J.* **321** 586 (1987)
- Hudson H S *Solar Phys.* **133** 357 (1991)
- Vaiana G S, Rosner R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **16** 393 (1978)
- Krucker S et al. *Astrophys. J.* **488** 499 (1997)
- Tsuneta S et al. *Solar Phys.* **136** 37 (1991)
- Berghmans D, Clette F, Moses D *Astron. Astrophys.* **336** 1039 (1998)
- Delaboudinière J-P et al. *Solar Phys.* **162** 291 (1995)
- Krucker S, Benz A O *Astrophys. J.* **501** L213 (1998)
- Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **535** 1047 (2000)
- Handy B N et al. *Solar Phys.* **187** 229 (1999)
- Rosner R, Tucker W H, Vaiana G S *Astrophys. J.* **220** 643 (1978)
- Aschwanden M J *Solar Phys.* **190** 233 (1999)
- Кузин С В и др. *Астрон. вестн.* **45** 166 (2011); Kuzin S V et al. *Solar Syst. Res.* **45** 162 (2011)
- Ульянов А С и др. *Астрон. журн.* **45** 290 (2019); Ulyanov A S et al. *Astron. Lett.* **45** 248 (2019)
- Parnell C C, Jupp P E *Astrophys. J.* **529** 554 (2000)
- Benz A O, Krucker S *Astrophys. J.* **568** 413 (2002)
- Aschwanden M J, Parnell C E *Astrophys. J.* **572** 1048 (2002)
- Saint-Hilaire P, Benz A O *Astron. Astrophys.* **435** 743 (2005)
- Tsuneta S et al. *Astrophys. J.* **478** 787 (1997)
- Hannah I G et al. *Astron. Astrophys.* **481** L45 (2008)
- Glesener L et al. *Astrophys. J. Lett.* **891** L34 (2020)
- Feldman U et al. *Astrophys. J.* **460** 1034 (1996)
- Culhane J L et al. *Solar Phys.* **136** 89 (1991)
- Garcia H A *Astrophys. J.* **420** 422 (1994)
- Battaglia M, Grigis P C, Benz A O *Astron. Astrophys.* **439** 737 (2005)
- Lin R P et al. *Solar Phys.* **210** 3 (2002)
- Schwartz R "Compton Gamma Ray Observatory Phase 4 Guest Investigator Program: Solar flare hard X-ray spectroscopy", Technical Report (Greenbelt, MD: NASA Goddard Space Flight Center Greenbelt, Lab. for Astronomy and Solar Physics, 1996)
- Smith D M et al. *Solar Phys.* **210** 33 (2002)
- Hannah I G et al. *Astrophys. J.* **677** 704 (2008)
- Dere K P et al. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **125** 149 (1997)
- Landi E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **162** 261 (2006)
- Li Y P, Gan W Q, Feng L *Astrophys. J.* **747** 133 (2012)
- White S M, Thomas R J, Schwartz R A *Solar Phys.* **227** 231 (2005)
- Ryan D F et al. *Astrophys. J. Suppl.* **202** 11 (2012)
- Caspi A, Krucker S, Lin R P *Astrophys. J.* **781** 43 (2014)
- Kirichenko A S, Bogachev S A *Astrophys. J.* **840** 45 (2017)
- Sylwester J et al. *J. Astrophys. Astron.* **29** 339 (2008)
- Kuzin S V et al. *Adv. Space Res.* **43** 1001 (2009)
- Котов Ю Д *Астрон. вестн.* **45** 99 (2011); Kotov Yu D *Solar Syst. Res.* **45** 93 (2011)
- Landi E et al. *Astrophys. J.* **711** 75 (2010)
- Garcia H A, McIntosh P S *Solar Phys.* **141** 109 (1992)
- Lemen J R et al. *Solar Phys.* **275** 17 (2012)
- Ульянов А С, Богачев С А, Кузин С В *Астрон. журн.* **87** 1030 (2010); Ulyanov A S, Bogachev S A, Kuzin S V *Astron. Rep.* **54** 948 (2010)
- De Pontieu B et al. *Solar Phys.* **289** 2733 (2014)
- Kobayashi K et al. *Solar Phys.* **289** 4393 (2014)
- Merzlyakov V L *Geomagn. Aeron.* **57** 1063 (2017)
- Loboda I P, Bogachev S A *Solar Phys.* **290** 1963 (2015)
- Loboda I P, Bogachev S A *Astron. Astrophys.* **597** A78 (2017)
- Loboda I P, Bogachev S A *Astrophys. J.* **871** 230 (2019)
- Priest E R, Forbes T G *Astron. Astrophys. Rev.* **10** 313 (2002)
- Aschwanden M J *Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares* (Dordrecht: Springer, 2002)
- Parker E N *Astrophys. J.* **174** 499 (1972)

79. Parker E N *Astrophys. J.* **264** 635 (1983)
80. Wilmot-Smith A L, Pontin D I, Hornig G *Astron. Astrophys.* **516** A5 (2010)
81. Pontin D I et al. *Astron. Astrophys.* **525** A57 (2011)
82. Yeates A R et al. *Astron. Astrophys.* **564** A131 (2014)
83. Hansteen V et al. *Astrophys. J.* **811** 106 (2015)
84. Pontin D I et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** 054008 (2016)
85. Knizhnik K J et al. *Astrophys. J.* **853** 82 (2018)
86. Cargill P J *Space Sci. Rev.* **144** 413 (2009)
87. Wiegelmann T, Thalmann J K, Solanki S K *Astron. Astrophys. Rev.* **22** 78 (2014)
88. Fleishman G D et al. *Science* **367** 278 (2020)
89. Cirtain J W et al. *Nature* **493** 501 (2013)
90. Winebarger A R et al. *Astrophys. J. Lett.* **787** L10 (2014)
91. Thalmann J K, Tiwari S K, Wiegelmann T *Astrophys. J.* **780** 102 (2014)
92. Pant V, Datta A, Banerjee D *Astrophys. J. Lett.* **801** L2 (2015)
93. Pontin D I et al. *Astrophys. J.* **837** 108 (2017)
94. Del Zanna G *Astron. Astrophys.* **558** A73 (2013)
95. Aschwanden M J *Astrophys. J.* **874** 131 (2019)
96. Brooks D H et al. *Astrophys. J. Lett.* **772** L19 (2013)
97. Priest E R, Chitta L P, Syntelis P *Astrophys. J. Lett.* **862** L24 (2018)
98. Syntelis P, Priest E R, Chitta L P *Astrophys. J.* **872** 32 (2019)
99. Syntelis P, Priest E R *Astrophys. J.* **891** 52 (2020)
100. Smitha H N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **229** 17 (2017)
101. Tiwari S K et al. *Astrophys. J. Lett.* **795** L24 (2014)
102. Ellerman F *Astrophys. J.* **46** 298 (1917)
103. Pariat E et al. *Astron. Astrophys.* **473** 279 (2007)
104. Watanabe H et al. *Astrophys. J.* **736** 71 (2011)
105. Hong J et al. *Astrophys. J.* **792** 13 (2014)
106. Kitai R *Solar Phys.* **87** 135 (1983)
107. Fang C et al. *Astrophys. J.* **643** 1325 (2006)
108. Rezaei R, Beck C *Astron. Astrophys.* **582** A104 (2015)
109. Reid A et al. *Astrophys. J.* **823** 110 (2016)
110. Georgoulis M K et al. *Astrophys. J.* **575** 506 (2002)
111. Vissers G J M et al. *Astrophys. J.* **774** 32 (2013)
112. Peter H et al. *Science* **346** 1255726 (2014)
113. Kim Y-H et al. *Astrophys. J.* **810** 38 (2015)
114. Libbrecht T et al. *Astron. Astrophys.* **598** A33 (2017)
115. Rutten R J et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **440** 012007 (2013)
116. Vissers G J M et al. *Astrophys. J.* **812** 11 (2015)
117. Hansteen V H et al. *Astrophys. J.* **839** 22 (2017)
118. Reid A et al. *Astrophys. J. Lett.* **835** L37 (2017)
119. Schmieder B et al. *Astrophys. J.* **601** 530 (2004)
120. Bello González N, Danilovic S, Kneer F *Astron. Astrophys.* **557** A102 (2013)
121. Pariat E et al. *Astrophys. J.* **614** 1099 (2004)
122. Pariat E et al. *Adv. Space Res.* **38** 902 (2006)
123. Nelson C J et al. *Astrophys. J.* **779** 125 (2013)
124. Nelson C J et al. *Astrophys. J.* **798** 19 (2015)
125. Diver D A, Brown J C, Rust D M *Solar Phys.* **168** 105 (1996)
126. Danilovic S *Astron. Astrophys.* **601** A122 (2017)
127. Parker E N *Astrophys. J.* **145** 811 (1966)
128. Magara T *Astrophys. J.* **549** 608 (2001)
129. Isobe H, Tripathi D, Archontis V *Astrophys. J. Lett.* **657** L53 (2007)
130. Archontis V, Hood A W *Astron. Astrophys.* **508** 1469 (2009)
131. Litvinenko Yu E *Astrophys. J.* **515** 435 (1999)
132. Madjarska M S *Living Rev. Sol. Phys.* **16** 2 (2019)
133. Vaiana G S et al. *Astrophys. J.* **185** L47 (1973)
134. Kankelborg C C et al. *Astrophys. J.* **466** 529 (1996)
135. Brown D S et al. *Solar Phys.* **201** 305 (2001)
136. Chandrashekhhar K et al. *Solar Phys.* **286** 125 (2013)
137. Habbal S R et al. *Astrophys. J.* **306** 740 (1986)
138. Fu Q, Kundu M R, Schmahl E J *Solar Phys.* **108** 99 (1987)
139. Habbal S R, Harvey K L *Astrophys. J.* **326** 988 (1988)
140. Nitta N et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **44** L167 (1992)
141. Habbal S R, Dowdy J F (Jr.), Withbroe G L *Astrophys. J.* **352** 333 (1990)
142. Zhang J, Kundu M R, White S M *Solar Phys.* **198** 347 (2001)
143. Alipour N, Safari H *Astrophys. J.* **807** 175 (2015)
144. Sheeley N R (Jr.), Golub L *Solar Phys.* **63** 119 (1979)
145. Kotoku J et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **59** S735 (2007)
146. Pérez-Suárez D et al. *Astrophys. J.* **492** 575 (2008)
147. Mou C et al. *Astrophys. J.* **818** 9 (2016)
148. Golub L, Krieger A S, Vaiana G S *Solar Phys.* **49** 79 (1976)
149. Hirzberger J et al. *Solar Phys.* **251** 417 (2008)
150. Alexander C E, Del Zanna G, Maclean R C *Astron. Astrophys.* **526** A134 (2011)
151. Kariyappa R et al. *Astron. Astrophys.* **526** A78 (2011)
152. Habbal S R, Grace E *Astrophys. J.* **382** 667 (1991)
153. Brosius J W et al. *Astrophys. J.* **677** 781 (2008)
154. Doschek G A et al. *Astrophys. J.* **710** 1806 (2010)
155. Nolte J T, Solodyna C V, Gerassimenko M *Solar Phys.* **63** 113 (1979)
156. Preš P, Phillips K H J *Astrophys. J.* **510** L73 (1999)
157. Madjarska M S et al. *Astron. Astrophys.* **398** 775 (2003)
158. Ugarte-Urra I et al. *Astron. Astrophys.* **418** 313 (2004)
159. Tian H, Xia L-D, Li S *Astron. Astrophys.* **489** 741 (2008)
160. Habbal S R, Withbroe G L *Solar Phys.* **69** 77 (1981)
161. Strong K T et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **44** L161 (1992)
162. Kayshap P, Dwivedi B N *Solar Phys.* **292** 108 (2017)
163. Zhang P, Fang C, Zhang Q *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **55** 907 (2012)
164. Kankelborg C C, Walker A B C (II), Hoover R B *Astrophys. J.* **491** 952 (1997)
165. Mandrini C H et al. *Solar Phys.* **168** 115 (1996)
166. Krieger A S, Vaiana G S, van Speybroeck L P, in *Solar Magnetic Fields* (IAU Symp., Vol. 43, Ed. R Howard) (Dordrecht: Springer, 1971) p. 397
167. Vaiana G S, Krieger A S, Timothy A F *Solar Phys.* **32** 81 (1973)
168. Tang F et al. *Adv. Space Res.* **2** (11) 65 (1982)
169. Harvey K L et al., in *Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations. Proc. of the 14th Intern. Summer Workshop, Sunspot, New Mexico, USA, 30 August–3 September 1993* (Astronomical Society of the Pacific Conf. Ser., Vol. 68, Eds K S Balasubramaniam, G W Simon) (San Francisco, CA: Astronomical Society of the Pacific, 1994) p. 377
170. Galsgaard K et al. *Astron. Astrophys.* **606** A46 (2017)
171. Longcope D W et al. *Astrophys. J.* **553** 429 (2001)
172. Harvey K L et al. *Adv. Space Res.* **13** (9) 27 (1993)
173. Webb D F et al. *Solar Phys.* **144** 15 (1993)
174. Parnell C E, Priest E R, Titov V S *Solar Phys.* **153** 217 (1994)
175. Parnell C E, Priest E R, Golub L *Solar Phys.* **151** 57 (1994)
176. Priest E R, Parnell S E, Martin S F *Astrophys. J.* **427** 459 (1994)
177. Van Driel-Gesztelyi L et al. *Solar Phys.* **163** 145 (1996)
178. Kontogiannis I et al. *Astron. Astrophys.* **633** A67 (2020)
179. Longcope D W *Astrophys. J.* **507** 433 (1998)
180. McIntosh S W *Astrophys. J.* **670** 1401 (2007)
181. Hui T et al. *Astrophys. J.* **681** L121 (2008)
182. Ulyanov A S et al. *Solar Phys.* **294** 128 (2019)
183. Bogachev S A et al. *Astrophys. J.* **630** 561 (2005)
184. Craig I J D, Sneyd A D *Astrophys. J.* **311** 451 (1986)
185. Golub L et al. *Solar Phys.* **243** 63 (2007)
186. Reale F et al. *Astrophys. J. Lett.* **736** L16 (2011)
187. Warren H P, Winebarger A R, Brooks D H *Astrophys. J.* **759** 141 (2012)
188. Testa P, Reale F *Astrophys. J. Lett.* **750** L10 (2012)
189. Reale F et al. *Astrophys. J.* **698** 756 (2009)
190. Schmelz J T et al. *Astrophys. J.* **704** 863 (2009)
191. Schmelz J T et al. *Astrophys. J.* **693** L131 (2009)

192. Testa P et al. *Astrophys. J.* **728** 30 (2011)
193. Winebarger A R et al. *Astrophys. J. Lett.* **746** L17 (2012)
194. Hannah I G et al. *Astrophys. J. Lett.* **820** L14 (2016)
195. Harrison F A et al. *Astrophys. J.* **770** 103 (2013)
196. Ishikawa S et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **66** S15 (2014)
197. Krucker S et al. *Astrophys. J. Lett.* **793** L32 (2014)
198. Del Zanna G, Mason H E *Astron. Astrophys.* **565** A14 (2014)
199. Miceli M et al. *Astron. Astrophys.* **544** A139 (2012)
200. Гбурек С и др. *Астрон. вестн.* **45** 195 (2011); Gburek S et al. *Solar Syst. Res.* **45** 189 (2011)
201. Sylwester B, Sylwester J, Phillips K J H *Astron. Astrophys.* **514** A82 (2010)
202. Sylwester J et al. *Solar Phys.* **226** 45 (2005)
203. Reva A et al. *Solar Phys.* **293** 140 (2018)
204. Parenti S et al. *Astrophys. J.* **846** 25 (2017)
205. Wilhelm K et al. *Solar Phys.* **162** 189 (1995)
206. Brosius J W, Daw A N, Rabin D M *Astrophys. J.* **790** 112 (2014)
207. Ораевский В Н, Собельман И И *Письма в Астрон. журн.* **28** 457 (2002); Oraevsky V N, Sobelman I I *Astron. Lett.* **28** 401 (2002)
208. Cargill P J *Astrophys. J.* **784** 49 (2014)
209. Kuznetsov V D et al. *Geomagn. Aeron.* **56** 781 (2016)
210. Кузин С В и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **75** 91 (2011); Kuzin S V et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** 87 (2011)
211. Vishnyakov E A et al. *Proc. SPIE* **10235** 102350B (2017)

### Microflares and nanoflares in the solar corona

S.A. Bogachev<sup>(1,2,a)</sup>, A.S. Ulyanov<sup>(1,b)</sup>, A.S. Kirichenko<sup>(1,c)</sup>, I.P. Loboda<sup>(1,d)</sup>, A.A. Reva<sup>(1,e)</sup>

<sup>(1)</sup> *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

<sup>(2)</sup> *Samara National Research University, ul. Moskovskoe shosse 34, 443086 Samara, Russian Federation*

*E-mail:* <sup>(a)</sup> [bogachev@lebedev.ru](mailto:bogachev@lebedev.ru), <sup>(b)</sup> [ulyanovas@lebedev.ru](mailto:ulyanovas@lebedev.ru), <sup>(c)</sup> [kirichenkoas@lebedev.ru](mailto:kirichenkoas@lebedev.ru),

<sup>(d)</sup> [lobodaip@lebedev.ru](mailto:lobodaip@lebedev.ru), <sup>(e)</sup> [revaaa@lebedev.ru](mailto:revaaa@lebedev.ru)

Due to the increase in the spatial and temporal resolution of observations of the solar atmosphere, which is mainly associated with progress in space research, we now understand that the Sun's activity not only is associated with large centers, but also extends to significantly smaller scales. Each new advance in experimental technology over the past 60 years has led to the discovery of more and more numerous and small solar structures: X-ray active regions in the 1960s, hot X-ray points in the 1970s, solar microflares in the 1980s, and finally, from the end of the 20th century, solar nanoflares. At the same time, the total energy release, obtainable from observations, is still insufficient to ensure a balance between heating of the corona and its rapid radiative cooling. For the smallest-scale phenomena, nanoflares, it is still not possible to resolve their structure and mechanism, which raises the question of whether it is correct to classify them as flares. We present a review of the main results obtained so far in the field of small-scale solar activity, mainly microflares and nanoflares, and discuss the main issues that need to be solved in order to move forward.

**Keywords:** solar corona, solar activity, solar microflares, solar nanoflares, hot X-ray points, Ellerman bombs

PACS numbers: 95.55.Ka, **96.60. -j**, 96.60.Q-, 96.60.qe

Bibliography — 211 references

*Received 5 June 2019*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **190** (8) 838–858 (2020)

*Physics–Uspekhi* **63** (8) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.06.038769>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.06.038769>