

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ НАНОВСПЫШЕК В МИНИМУМЕ И НА ФАЗЕ РОСТА 24 СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

© 2019 г. А. С. Ульянов¹, С. А. Богачёв^{1*}, А. А. Рева¹, А. С. Кириченко¹, И. П. Лобода¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11.12.2018 г.; после доработки 16.01.2019 г.; принята к публикации 29.01.2019 г.

Представлено распределение по энергиям слабых эмиссионных событий (нановспышек) в короне Солнца, измеренное для двух стадий 24-го солнечного цикла, — в минимуме и в начале роста солнечной активности. Исследование проведено по данным двух инструментов, ТЕСИС/КОРОНАС-ФОТОН (для минимума цикла; 2009 г.) и AIA/SDO (фаза роста, 2010–2011 гг.), для которых мы применили единый алгоритм детектирования событий. Собранная нами база составляет более 10^5 вспышек. Для всех событий мы измерили поток излучения в ВУФ-диапазоне спектра и определили тепловую энергию, которая находилась в диапазоне от 10^{23} до 10^{26} эрг и была распределенной по степенному закону: $N(E)dE \sim N^{-\alpha}dE$. Показатель степенного распределения α во всех изученных случаях оказался больше двух ($\alpha = 2.2$ – 2.9). Это означает, что интегральная энергия нановспышек растет при переходе к более слабым событиям. Такой сценарий свидетельствует в пользу модели нагрева короны нановспышками. Показатель α достигает максимума в минимуме цикла и далее снижается, что означает уменьшение доли слабых событий. Это может быть связано с тем, что часть энергии перераспределяется в пользу больших вспышек. Полная энергия нановспышек в диапазоне 10^{23} – 10^{26} эрг оказалась в 30 раз ниже, чем потери короны Солнца на излучение. Для того чтобы нагрев короны мог быть объяснен нановспышками, их распределение с тем же показателем степени должно продолжаться как минимум до 10^{21} эрг.

Ключевые слова: солнечные вспышки, нановспышки, нагрев короны.

DOI: 10.1134/S0320010819040077

ВВЕДЕНИЕ

Термин нановспышка был впервые введен Паркером (1988), который предположил, что обычные рентгеновские вспышки могут состоять из многочисленных менее энергетичных всплесков или нановспышек. Считалось, что характерная энергия этих всплесков находилась ниже порога чувствительности приборов того времени, что не позволяло наблюдать их в эксперименте. Прогресс в исследованиях наметился только десятилетие спустя при появлении данных телескопических наблюдений в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне, выполненных с помощью инструментов SoHO/EIT и TRACE в спектральных линиях FeIX 171 Å и FeXII 195 Å (Бергманз и др., 1998; Парнелл, Джапп, 2000; Ашванден, Парнелл, 2002; Бенц, Крюкер, 2002; Ашванден и др., 2008). На ВУФ-изображениях нижней короны Солнца было обнаружено множество мелкомасштабных источников излучения с температурами $T = 1$ – 2 млн К

и плотностями $n_e = (0.2$ – $2) \times 10^9$ см⁻³, которые были отождествлены с нановспышками (см., например, Ашванден, 1999; Ашванден и др., 2000a). При этом сравнительно небольшой размер источников ($l \approx 1$ – 10 млн м) и короткая продолжительность событий ($\tau \approx 0.5$ – 10 мин) затрудняют интерпретацию их действительной физической природы.

Исследование нановспышек представляет значительный интерес в связи с необходимостью поиска дополнительных источников нагрева солнечной короны для объяснения ее высокой температуры. Считается, что одним из (а возможно, и основным) источником нагрева короны может быть магнитное пересоединение, происходящее в мелкомасштабных магнитных полях вблизи хромосферы. Видимым проявлением этого процесса пересоединения могут быть нановспышки. При таком сценарии исследование нановспышек позволяет сделать количественные выводы о том, с каким темпом высвобождается энергия в ходе мелкомасштабного пересоединения, и достаточно ли этой энергии для объяснения нагрева короны.

*Электронный адрес: bogachev@lebedev.ru

Таблица 1. Обзор предыдущих результатов по измерению распределения нановспышек по энергиям

Работа	Инструмент	Число кадров	Временное разрешение, с	Число событий	Энергия, эрг	Показатель α
Бергманз и др., 1998	EIT	173, 55	66, 70	9187	$10^{24}-10^{27}$	1.9, 1.35
Ашванден и др., 2000b	TRACE	173	125	281	$10^{24}-10^{26}$	1.79
Парнелл, Джапп, 2000	TRACE	13	115	4497	$10^{23}-10^{26}$	2.4
Бенц, Крюкер, 2002	EIT	21	128	11150	$10^{25}-10^{27}$	2.3
Ашванден, Парнелл, 2002	TRACE	31	80	436, 380	$10^{25}-10^{27}$	1.86, 1.8

Несмотря на значительный прогресс в исследовании мелкомасштабных процессов, вопрос о том, совпадает ли механизм нановспышек с механизмом больших вспышек, все еще не решен. Причина в том, что источники магнитного поля, ответственные за мелкомасштабное пересоединение, являются слишком слабыми и находятся вблизи порога чувствительности современных инструментов. По этой причине крайне сложно обнаружить конкретные структуры магнитного поля, которые произвели ту или иную нановспышку. В результате исследование нановспышек обычно ведется статистическими методами, когда погрешности в определении характеристик конкретного события снижаются за счет обработки больших объемов данных. Существуют, впрочем, косвенные свидетельства (см., например, Ватанабе и др., 2011, Рейд и др., 2016), подтверждающие, что триггером мелкомасштабного энерговыделения в нижней короне может быть взаимодействие магнитных потоков противоположной направленности — такое же, как и для солнечных вспышек. О вероятной общей природе нановспышек и больших вспышек также свидетельствуют схожие временные профили излучения и их связь с нетепловыми процессами (см., например, Крюкер, Бенц, 2000).

Наиболее естественной причиной роста ВУФ-излучения в нановспышках является локальный нагрев плазмы. В частности, именно такой механизм подтверждается прямыми наблюдениями для микровспышек — более крупных событий, для которых удается различить структуру и даже связь с магнитным полем (см., например, Кириченко, Богачев, 2013; Кириченко, Богачев, 2017a,b), а также для горячих рентгеновских точек (Рева и др., 2012). Это предположение дает возможность оценить высвобождающуюся в нановспышках тепловую энергию, $E_{th} = 3n_e k_B T V \approx 10^{23}-10^{27}$ эрг, которая находится в соответствии с оценками, сделанными Паркером.

Несмотря на то что энергия отдельных нановспышек пренебрежимо мала, их суммарное теп-

ловыделение в определенных случаях может компенсировать охлаждение солнечной короны за счет излучения и теплопроводности (см., например, Левайн, 1974). Хадсон (1991) показал, что если в частном случае степенного распределения энергии нановспышек

$$N(E)dE = (N/N_0)^{-\alpha} d(E/E_0) \quad (1)$$

показатель распределения α превышает 2, то корона может быть нагрета нановспышками. Тем самым вопрос о значении α приобретает особенно важное значение.

Экспериментально величина параметра α определялась в ряде работ на основе данных приборов SoHO/EIT и TRACE. Подборка полученных результатов приведена в табл. 1. Как можно отметить, результаты являются частично противоречивыми, что может быть связано с инструментальными эффектами, а именно, низким пространственным и временным разрешением телескопов. Кроме того, в работах использовались различные алгоритмы детектирования событий, что также могло повлиять на результат. Помимо прочего, измерения были выполнены на разных стадиях солнечного цикла (рис. 1). По этой причине вопрос о величине показателя α и его зависимости от энергетического диапазона и стадии солнечного цикла все еще однозначно не решен.

Мы полагаем, что в этой ситуации могут быть полезными дополнительные результаты, полученные с помощью современной аппаратуры. В качестве одного из таких инструментов мы использовали телескоп ТЕСИС, работавший на космическом аппарате КОРОНАС-Фотон в 2009 г. во время одного из самых глубоких минимумов солнечной активности за последнее столетие. Телескоп обладал более высокой чувствительностью, чем SoHO/EIT и TRACE, а также имел рекордное временное разрешение (4–5 с) для телескопических наблюдений короны. Ранее данные для этого периода времени не публиковались. Для сравнения мы использовали данные телескопа AIA/SDO, полученные в

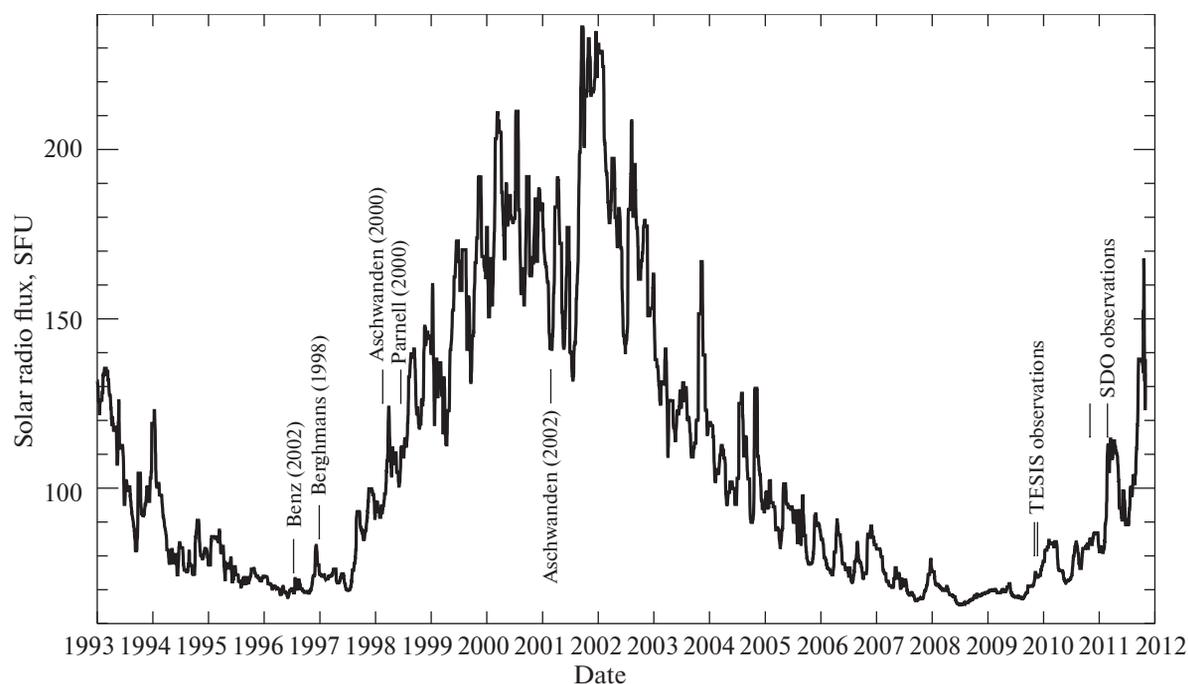


Рис. 1. Соответствия между фазой солнечного цикла (радиоизлучение 10.7 см) и обработанными периодами наблюдений в работах разных авторов.

2010–2011 гг., уже после начала роста солнечного цикла. Для повышения достоверности результата данные обоих инструментов обрабатывались единым универсальным алгоритмом. Это также позволило нам сравнить результаты ТЕСИС в минимуме и АІА на стадии роста цикла.

Структура статьи следующая. В первом разделе более подробно описаны использованные данные наблюдений, а также методы, которые применялись для их обработки и анализа. Далее представлены основные результаты. В последнем разделе приведено обсуждение и сделаны выводы.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Комплекс аппаратуры ТЕСИС был запущен в составе спутника КОРОНАС-Фотон 30 января 2009 г. и проработал на орбите в течение 10 мес до 30 ноября 2009 г. ТЕСИС включал в себя несколько инструментов мягкого рентгеновского и ВУФ диапазонов, перечень которых приведен в работе Кузина и др. (2009). Для данного исследования мы использовали изображения Солнца, полученные телескопом FET-171 (Full-sun EUV Telescope; ВУФ-телескоп для наблюдения полного диска Солнца). Спектральный диапазон телескопа был центрирован около линии Fe IX 171 Å. Диапазон температурной чувствительности составлял 0.6–1.2 млн К (МК); соответствующая функция температурного отклика показана на рис. 2. Угловой размер пиксела равен 1.74 угл. сек. Для

поиска нановспышек мы использовали серии наблюдений FET-171 с малым временным шагом — специальный режим, в котором телескоп работал с интервалом 4–5 с (Ульянов и др., 2010). Первая серия была зарегистрирована 2 ноября 2009 г. с 13 : 44 по 14 : 39 UT, а вторая — 22 ноября 2009 г. с 13 : 58 по 14 : 53 UT. Наблюдавшиеся участки короны показаны на рис. 3). Информация о количестве кадров, размерах изображений, временах экспозиции, временном разрешении серий наблюдений приведена в табл. 2. Полученные изображения были стабилизированы относительно первого кадра в серии, чтобы компенсировать смещение поля зрения, вызванное прецессией космического аппарата относительно направления на Солнце и дифференциальным вращением Солнца. Обработанные серии изображений были преобразованы в трехмерные цифровые массивы, и последующая работа производилась с этими кубами данных.

Комплекс телескопов АІА (Atmospheric Imaging Assembly; Комплекс Инструментов для получения Изображений Атмосферы) входит в состав обсерватории SDO (Solar Dynamics Observatory; Обсерватория Динамики Солнца), запущенной 29 марта 2010 г. АІА проводит практически непрерывные наблюдения солнечной атмосферы с высоким пространственным разрешением в 0.6 угл. сек. Поле зрения телескопов АІА полностью покрывает диск Солнца, а временное разрешение составляет 12 с. В состав АІА входят телескоп видимого диапазона, два телескопа УФ-диапазона и семь

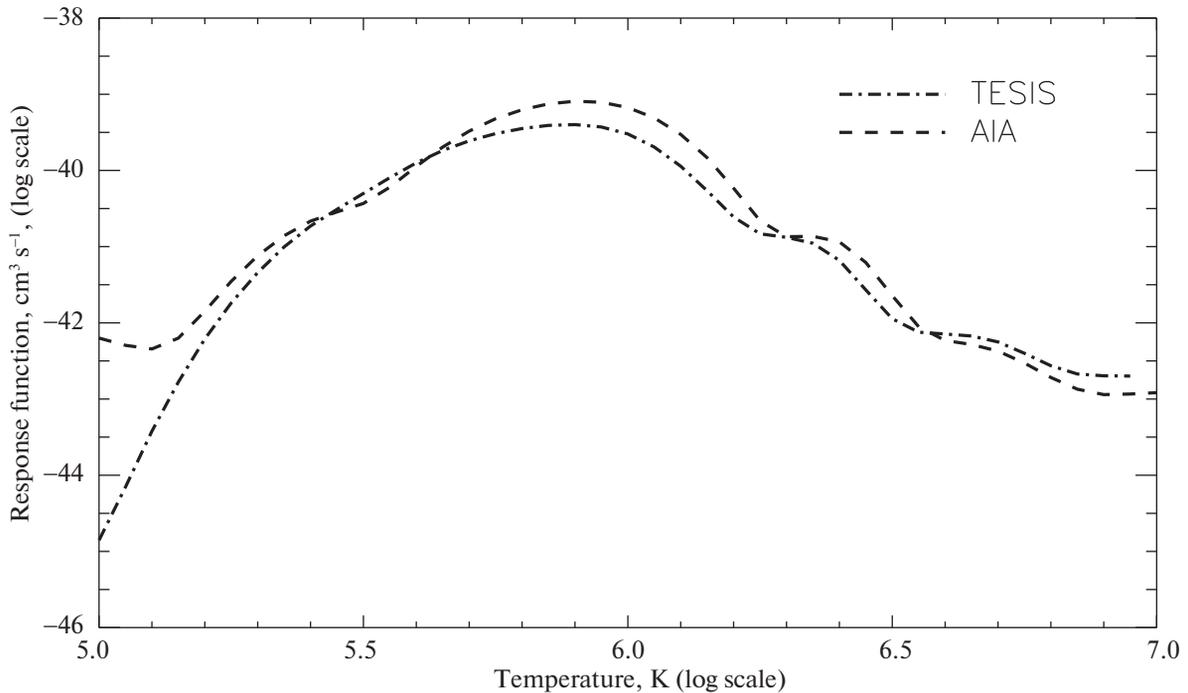


Рис. 2. Функция температурного отклика ТЕСИС FET-171 (штрихпунктирная линия) и АІА-171 (пунктирная линия).

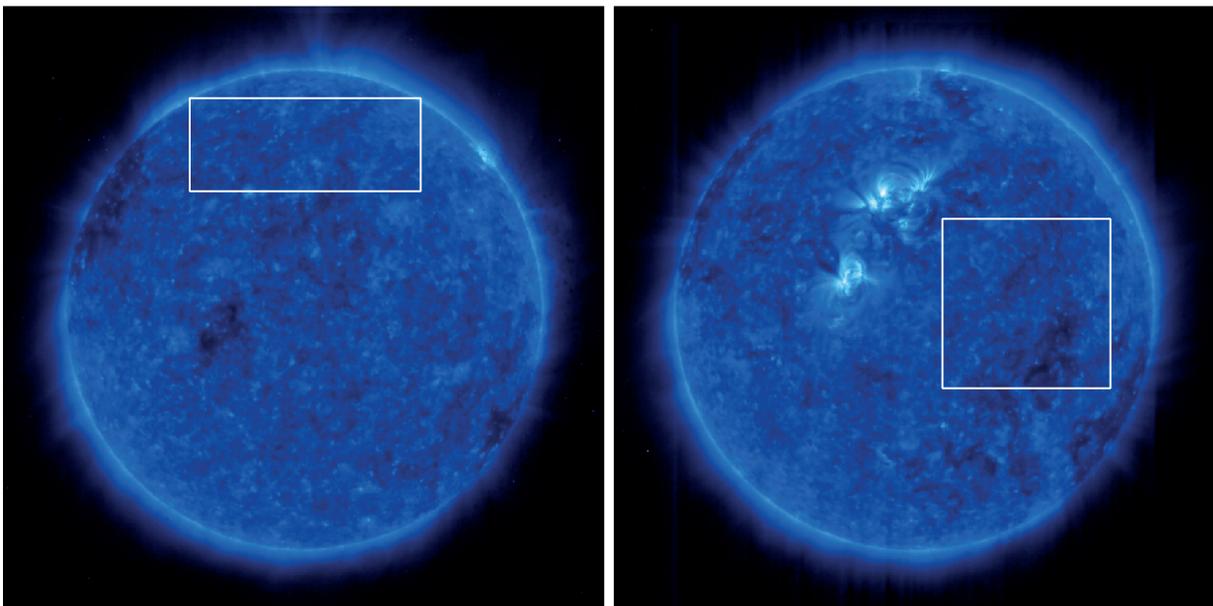


Рис. 3. Исследованные фрагменты изображения FET-171 по отношению к полному изображению Солнца: слева — серия от 2 ноября 2009 г., справа — серия от 22 ноября 2009 г.

телескопов ВУФ-диапазона (Лемен и др., 2012). В нашей работе мы использовали данные телескопа АІА-171, центрированного около той же линии Fe IX 171 А, что и FET-171, и имеющего схожий температурный отклик (Бёрнер и др., 2012; рис. 2).

Для исследования мы выбрали две серии наблюдений, зарегистрированных 1 ноября 2010 г. с 02:54 по 03:14 UT и 25 февраля 2011 г. с 00:00

по 00:59 UT (см. табл. 2). Данные были получены с помощью интернет-сервиса JSOC (Joint Science Operations center), доступного по адресу <http://jsoc.stanford.edu>. Сервис предоставляет обработанные данные, в которых скомпенсированы эффекты белого поля, смаза, фона темного и радиационных помех. Для стабилизации изобра-

Таблица 2. Серии наблюдений ТЕСИС FET-171 и AIA-171, использованные в исследовании

<i>N</i>	Инструмент	Дата	Время, UT	Размер, угл. сек	Число кадров	Временное разрешение, с	Экспозиция, с
1	TESIS	02.11.2009	13:44:21–14:39:17	950 × 380	800	4	0.5
2	TESIS	22.11.2009	13:58:43–14:53:38	700 × 700	600	5	0.5
3	AIA	01.11.2010	02:54:00–03:14:48	610 × 610	75	12	2.0
4	AIA	35.02.2011	00:00:01–00:59:49	310 × 310	300	12	2.0

жений мы воспользовались алгоритмом, применявшимся для обработки данных ТЕСИС. Затем мы, аналогично с ТЕСИС, вырезали из изображений фрагменты, содержащие спокойную корону Солнца (показаны на рис. 4), и преобразовали их в кубы данных для последующего анализа.

Под нановспышкой при обработке мы понимали один или несколько расположенных рядом пикселей на изображениях короны, в которых приблизительно в одно время наблюдался всплеск излучения с похожими характеристиками — время начала, максимума и окончания. На рис. 5 показаны примеры нескольких зарегистрированных таким способом временных профилей (зависимость потока излучения от времени). Эти профили могут быть разделены на два класса — простые и сложные. Первые представляют собой одиночный всплеск продолжительностью до 4 мин на плавно меняющемся фоне. Сложные события состоят из нескольких перекрывающихся всплесков. Для вычитания медленно меняющейся подложки мы использовали медианный фильтр, размер окна которого был выбран исходя из длительности детектируемых событий и составил 5 мин (рис. 6). После того, как подложка была убрана, мы рассчитывали дисперсию фонового шума интенсивности с помощью высокочастотного фильтра и затем вычисляли среднеквадратичное отклонение сигнала. Полученные значения составили около $\sigma \approx 20$ отсч. для данных ТЕСИС и $\sigma \approx 10$ отсч. для AIA. Отбор “вспышек” осуществлялся путем отсека шума по порогу от 3σ до 6σ . После разделения потока излучения на отдельные дискретные события мы искали соответствующие им источники излучения на изображениях.

Тепловая энергия вспышки определялась следующим образом (см., например, Парнелл, Джапп, 2000). Пусть A , l , w и h представляют собой геометрические площадь, длину, ширину и толщину области, в которой наблюдается всплеск излучения. Им соответствует геометрический объем $V =$

$= Ah = wlh$. Реальный объем, занятый излучающей плазмой, обозначим как V' . Эти два объема связаны формулой

$$V' = qV, \quad (2)$$

где q — так называемый коэффициент или фактор заполнения ($q \leq 1$). Тепловая энергия вспышки равна

$$E_{\text{th}} = 3n_e k_B T V', \quad (3)$$

где концентрация n_e может быть выражена через меру эмиссии теплового излучения, $M = n_e^2 V'$. Отсюда после преобразований получаем

$$E_{\text{th}} = 3k_B T \sqrt{M l w h q}. \quad (4)$$

Коэффициент заполнения q всегда меньше единицы. Для мелкомасштабных структур различие между видимым и действительным объемом, занятым излучающей плазмой, обычно связано с недостатком пространственного разрешения. Это приводит к тому, что несколько излучающих петель, разделенных промежутками без плазмы, могут выглядеть как один более крупный источник излучения. Значение q исследовалось в нескольких работах, но все еще является предметом обсуждения. Так, Ашванден и Ашванден (2008) по 20 вспышкам нашли $q = 0.03 - 0.08$. Однако Парнелл и Джапп (2000) при исследовании нановспышек использовали $q = 1.0$. Мы при расчетах приняли постоянное значение $q = 0.1$. Отметим, что выбор q не влияет на наклон спектра α .

Поскольку излучение оптически тонкой плазмы интегрируется по лучу зрения, толщина h является неизвестной величиной, а значит для ее оценки необходимо использовать модельную зависимость. В работах других авторов (см., например, Бенц, Крюкер, 2002) используются следующие модели: 1) h является постоянной величиной для всех событий, 2) h пропорциональна ширине w , 3) h пропорциональна \sqrt{A} . В нашей работе мы провели обработку для всех трех случаев.

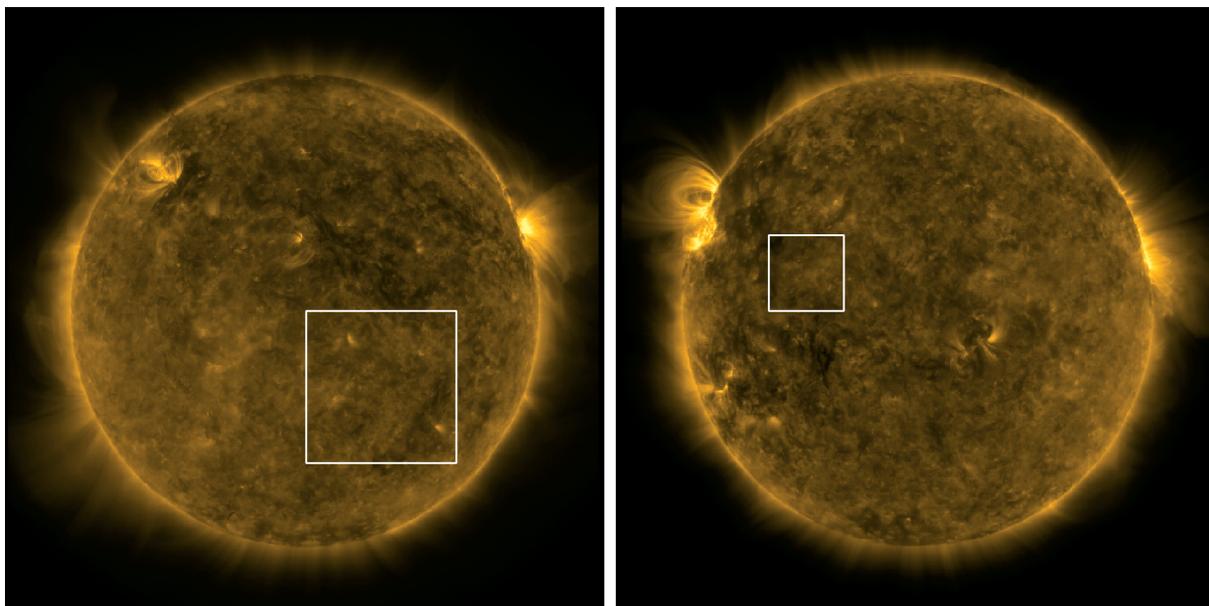


Рис. 4. Исследованные фрагменты изображения AIA-171 по отношению к полному изображению Солнца: слева — серия от 1 ноября 2010 г., справа — серия от 25 февраля 2011 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанный выше алгоритм был преобразован нами в унифицированное программное обеспечение, которое применялось и для данных ТЕСИС, и для AIA для трех моделей высоты ($h = \text{const}$, $h = w$, $h = \sqrt{A}$). Полное число зарегистрированных событий, отобранных по критерию отсека 3σ , составило около 10^5 (точное значение — 107 075).

На рис. 7 приведено распределение энергии нановспышек, полученное по данным ТЕСИС и AIA для параметров $h = 1$ тыс км $= \text{const}$ и для порога отсека 3σ . Распределение представлено в логарифмической шкале, в которой степенная функция выглядит как прямая линия. Полученные кривые следуют степенному закону, начиная с энергий 10^{24} эрг для данных ТЕСИС и энергий 10^{23} эрг для данных AIA. Результаты измерения показателя наклона α степенной функции представлены в табл. 3. Точность определения α зависит от флуктуации числа событий в каждом интервале энергий и равна 10–20%.

Мы получили примерно одинаковые показатели степенной функции для случаев $h = w$ и $h = \sqrt{A}$. Это указывает, что геометрия нановспышек такая, что $w \sim \sqrt{A}$, и, следовательно, $w \sim l$. Случай $h = \text{const}$ дает значительно более высокие значения α по сравнению с другими случаями, однако маловероятно, что эта модель может реализовываться в солнечной короне. Показатели α значительно увеличиваются, если увеличить порог регистрации событий с уровня 3σ до 5σ , оставаясь примерно таким же при пороге 6σ . Мы интерпретируем это как

то, что порог 5σ отсекает большую часть псевдособытий, сгенерированных шумом.

Мы рассчитали полную энергию нановспышек в исследованном энергетическом диапазоне $10^{23} - 10^{26}$ эрг, используя модель $h = \sqrt{A}$ и порог 3σ . Для этого просуммировали энергии всех событий и поделили их на площадь поля зрения и продолжительность наблюдений, получив $P_{\text{out}} \approx 9000$ эрг $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Полученное значение более чем на порядок величины меньше, чем полная энергия, которую теряет корона Солнца $P_{\text{loss}} \approx 3 \times 10^5$ эрг $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Уитбро, Нойз, 1977). Если предположить, что недостающая энергия содержится в еще более слабых вспышках, можно оценить, до какой энергии нужно продлить распределение, чтобы полная энергия, поступающая от нановспышек, совпала с потерями энергии в короне (Крюкер, Бенц, 1998):

$$E'_{\text{min}} = E_{\text{min}} \left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{loss}}} \right)^{\frac{1}{\alpha-2}} \approx 10^{21} \text{ эрг}, \quad (5)$$

где $E_{\text{min}} \approx 10^{24}$ эрг — текущее значение предела энергий. Мы использовали здесь значение $\alpha = 2.5$.

ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе мы экспериментально исследовали вопрос о распределении нановспышек по энергиям в диапазоне $10^{23} - 10^{26}$ эрг. Показатель степенного распределения нановспышек является важной величиной, которая позволяет сделать

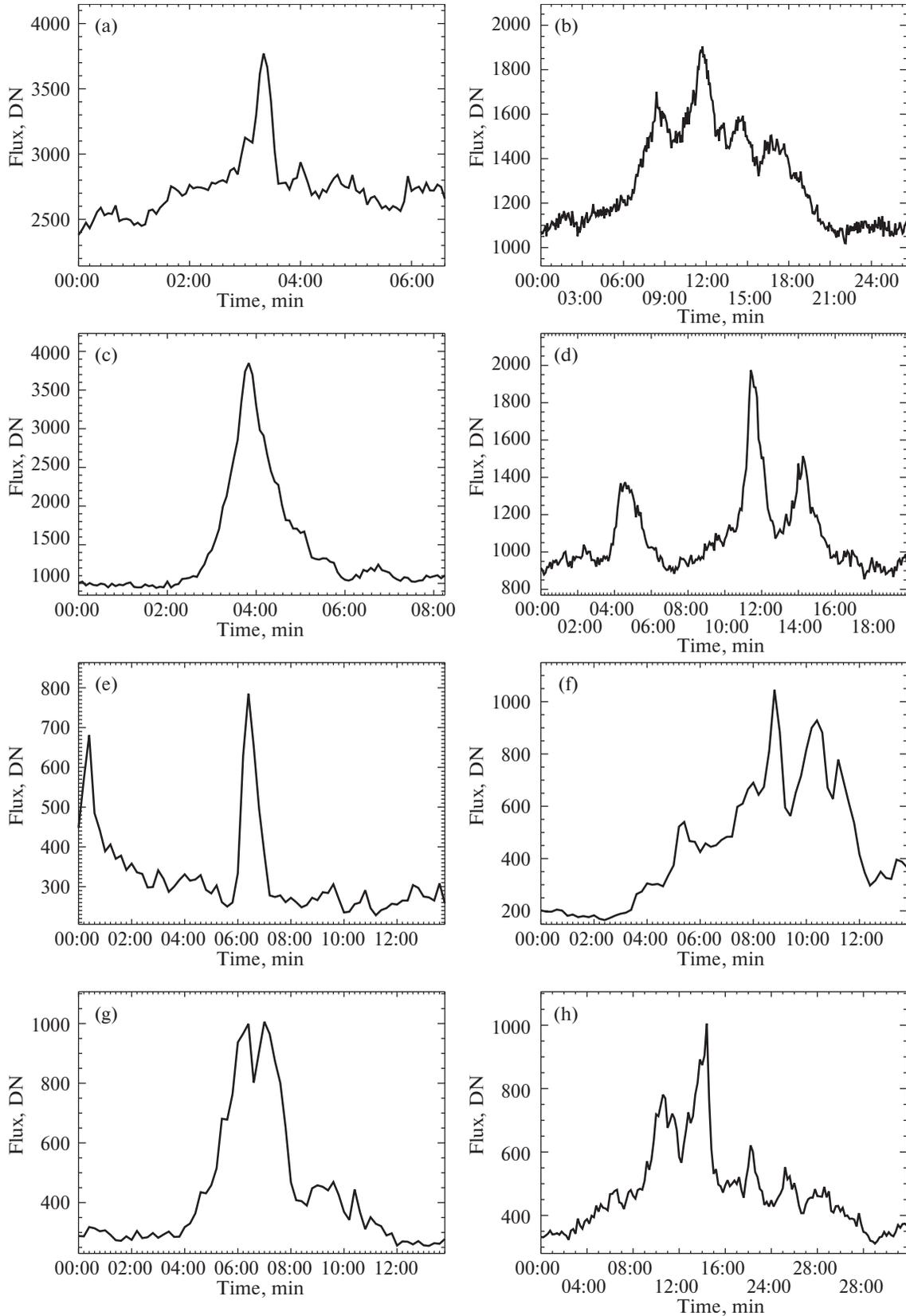


Рис. 5. Примеры временных профилей зарегистрированных событий: 2 ноября 2009 г. (a, b), 22 ноября 2009 г. (c, d), 1 ноября 2010 г. (e, f) и 25 февраля 2011 г. (g, h). Справа — примеры простых событий, слева — события со сложными профилями.

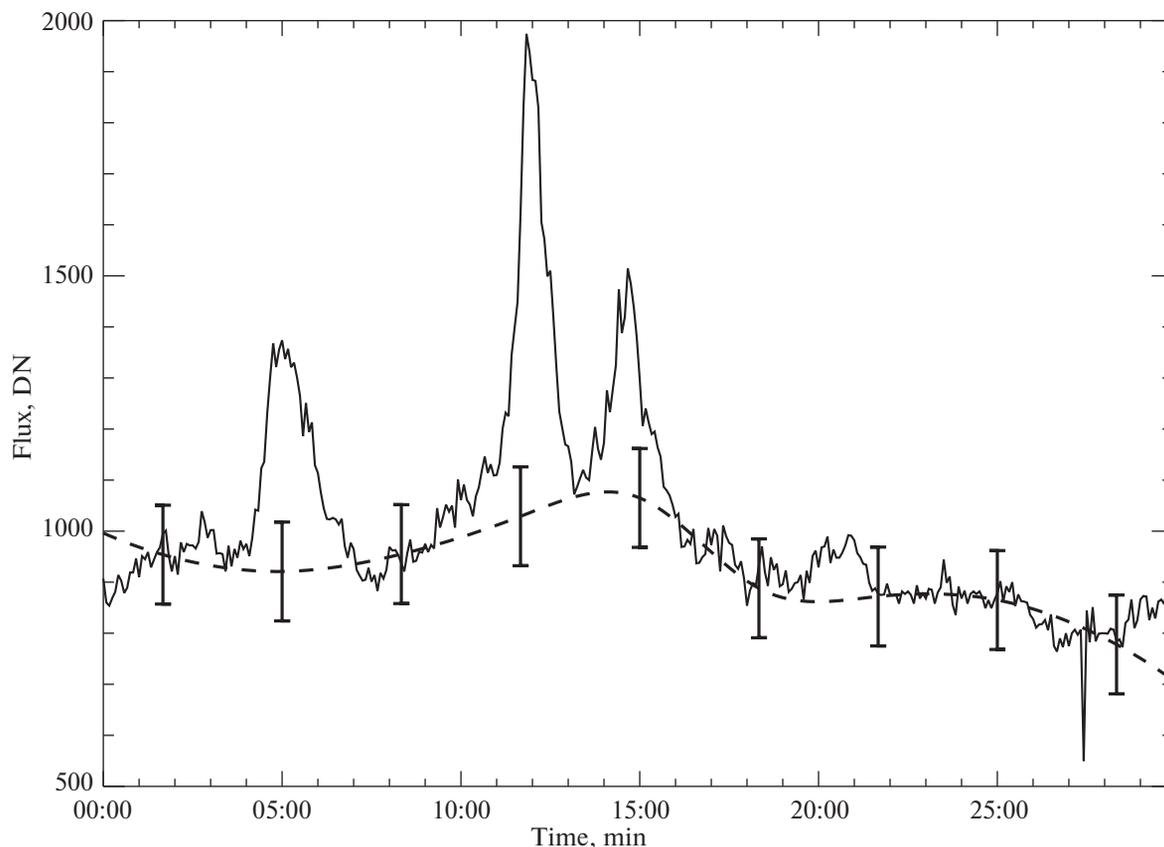


Рис. 6. Демонстрация метода вычитания подложки на основе медианного фильтра. Модель фона показана пунктирной линией. Вертикальные линии — уровень 3σ , измеренный по шуму данных.

выводы о том, достаточно ли полной энергии нановспышек для компенсации лучистого охлаждения солнечной короны или нет. Хотя этот вопрос ранее исследовался по данным SoHO/EIT и TRACE, полученные данные противоречивы и не дают окончательного ответа. В настоящей работе мы добавили к ним измерения, проведенные телескопами FET-171 в составе ТЕСИС/КОРОНАС-Фотон и AIA-171 на спутнике SDO. Благодаря более высокой чувствительности, а также лучшему временному разрешению наблюдений, мы смогли обработать более 100 тысяч событий, что в 10–100 раз превышает количество событий, изученных в предыдущих исследованиях. Мы также полагаем, что выбранный период наблюдений (2009–2011 гг.) вблизи очень глубокого минимума активности является благоприятным для регистрации и исследования слабых событий на фоне спокойного Солнца.

Наши основные выводы следующие. Полученный нами показатель степени составил $\alpha = 2.2–2.9$, что подкрепляет точку зрения о важной роли нановспышек в энергетике солнечной короны. При повышении порога отсека событий от 3σ до 5σ и соответственно снижении влияния шума, наклон α еще более растет. Полная энергия нановспышек

в диапазоне $10^{23}–10^{26}$ эрг все же существенно ниже, чем это требуется для полной компенсации потерь короны на излучение. Для того чтобы полный ансамбль нановспышек мог греть корону, их распределение с теми же параметрами должно продолжаться как минимум до 10^{21} эрг.

Существуют ли на Солнце вспышечные события с энергиями 10^{21} эрг (их можно назвать пиковспышками), пока не известно. Ашванден (1999) исследовал данный вопрос путем экстраполяции основных характеристик солнечных вспышек (размера, плотности плазмы, газового давления) в область низких температур. Им была получена зависимость

$$E_{th}(T) \approx (1.9 \times 10^{25} \text{ эрг}) q_A^2 \left(\frac{T}{1 \text{ МК}} \right)^6, \quad (6)$$

где E_{th} — тепловая энергия вспышки, T — температура плазмы, а $q_A = w/L \approx 0.2–0.5$ — отношение ширины вспышечной петли w к ее длине L . Для $q_A = 0.25$ им был сделан вывод, что для минимальной возможной (по его оценкам) температуры плазмы $T = 1 \text{ МК}$ тепловая энергия вспышки составляет $E_{th} = 2 \times 10^{24}$ эрг. В качестве альтернативной точки зрения можно привести работу

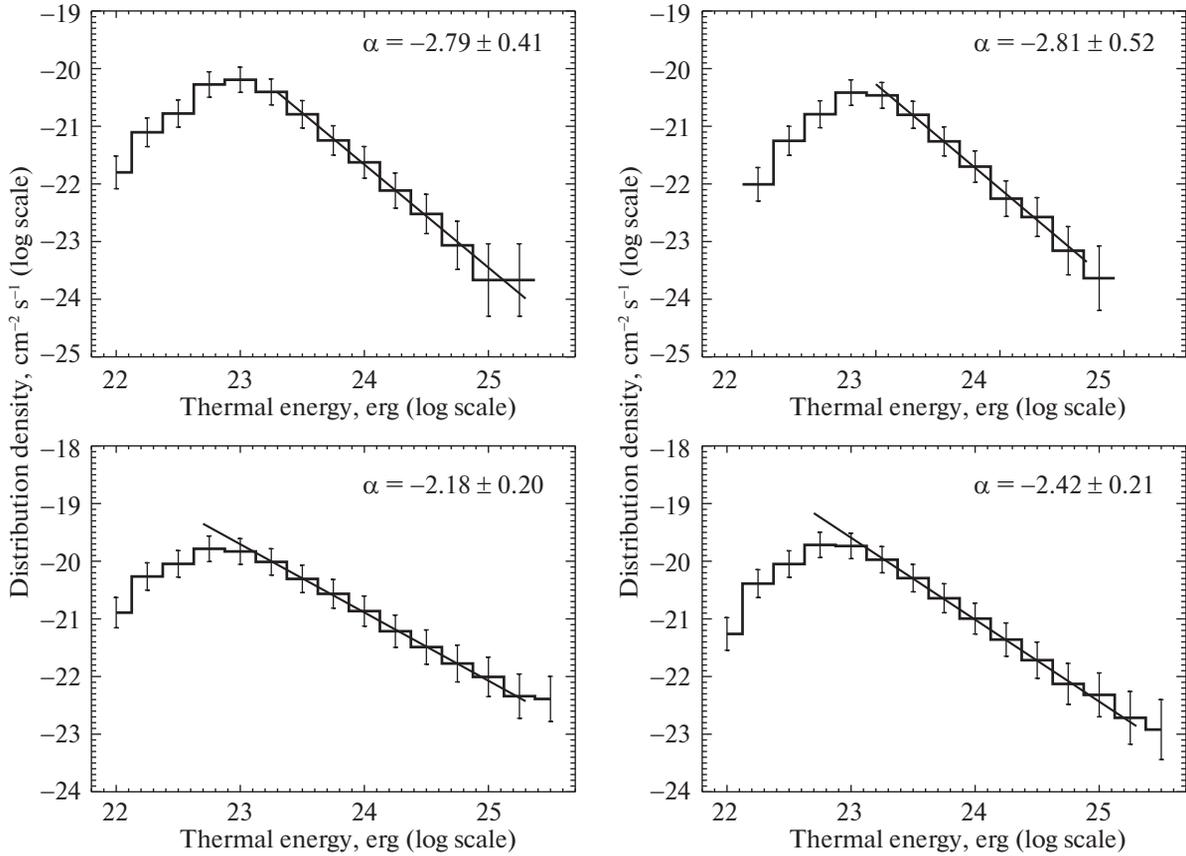


Рис. 7. Распределение нановспышек по энергиям. Верхний ряд — данные ТЕСИС FET-171, полученные в минимуме цикла: слева — 2 ноября 2009 г. справа — 22 ноября 2009 г. Нижний ряд — данные AIA-171 в начале роста цикла: слева — 01 ноября 2010 г.; справа — 25 февраля 2011 г. Во всех случаях применялись порог 3σ и модель высоты $h = \text{const}$.

Кириченко, Богачёв (2017а), которые исследовали зависимость температуры вспышечной плазмы от рентгеновского класса вспышки и показали, что нагрев плазмы в нановспышках не прекращается при $T = 1$ МК и должен наблюдаться вплоть до класса A0.0002 по шкале GOES.

Ограничение на возможную минимальную энергию вспышек может быть получено и из оценок свободной энергии магнитного поля, которая может быть накоплена в мелкомасштабных магнитных петлях вблизи поверхности Солнца:

$$E_{\text{magн}} = \frac{(B + B_f)^2 - B^2}{8\pi} L\pi(w/2)^2 \approx \quad (7)$$

$$\approx \frac{BB_f L^3 q_A^2}{16},$$

где B — потенциальное магнитное поле в петле, а B_f — дополнительная (непотенциальная) компонента поля, которая может возникать при скручивании петли или в результате смещения ее оснований. Высвобождение свободной энергии и возврат магнитной конфигурации к потенциальному состоянию и составляют суть солнечной вспышки.

Полагая $B = 10$ Гс, $B_f = 1$ Гс и $q_A = 0.25$, можно сделать вывод, что вспышки с энергией 10^{21} эрг могут формироваться в петлях с размером $L \approx 300$ км. Хотя структуры такого размера пока не могут быть обнаружены на современных изображениях короны Солнца, нет оснований полагать, что магнитные петли с размером несколько сотен километров не могут существовать.

Сравнивая данные ТЕСИС и AIA, мы обнаружили небольшое различие, которое может свидетельствовать об уменьшении показателя распределения α при росте солнечной активности. Альтернативным объяснением является разница между характеристиками инструментов, например то, что порог регистрации ТЕСИС примерно на порядок величины выше, чем у AIA. С другой стороны, полосы регистрации ТЕСИС и AIA пересекаются в диапазоне энергий между 10^{24} и 10^{25} эрг, но тем не менее результаты существенно отличаются. Следовательно, несовпадение, если считать, что оно имеет инструментальную природу, должно быть вызвано иными причинами.

Влияние временного разрешения наблюдений

Таблица 3. Значения индекса α , рассчитанные для разных моделей высоты и порога отсечения

Модель высоты	2 ноября 2009 г.				22 ноября 2009 г.			
	3σ	4σ	5σ	6σ	3σ	4σ	5σ	6σ
$h = \text{const}$	2.79	2.91	3.11	3.15	2.81	3.22	3.43	3.35
$h = w$	2.41	2.85	2.79	2.93	2.48	2.83	3.00	3.02
$h = \sqrt{A}$	2.43	2.75	2.69	2.88	2.42	2.77	3.00	2.96
Модель высоты	1 ноября 2010 г.				25 февраля 2011 г.			
	3σ	4σ	5σ	6σ	3σ	4σ	5σ	6σ
$h = \text{const}$	2.18	2.30	2.43	2.39	2.42	2.50	2.48	2.51
$h = w$	1.97	2.03	2.12	2.17	2.18	2.24	2.26	2.26
$h = \sqrt{A}$	1.95	2.01	2.08	2.12	2.13	2.22	2.27	2.25

на величину показателя α было изучено в работе Парнелл, Джапп (2000). Авторы обратили внимание на то, что энергия событий систематически недооценивается, если их продолжительность сравнима с временным шагом наблюдений. Это связано с тем, что для событий с коротким временем жизни снижается вероятность зарегистрировать их излучение в момент максимума. Это приводит к занижению энергии вспышки и, следовательно, к более низким значениям α . Низкое пространственное разрешение приводит к противоположному эффекту, так как площадь и энергия событий малого размера переоцениваются из-за неопределенности в факторе заполнения. Это предположение может объяснить разницу в результатах, полученных с одной стороны в Ашванден, Парнелл (2002) и с другой — в Бенц, Крюкер (2002). В обоих случаях временной шаг наблюдений был примерно одинаковый, но пространственное разрешение было выше в первой работе ($2''$ против $2.62''$), и авторы получили разные значения показателя степенного спектра.

Для того чтобы лучше разобраться в этих эффектах, мы сделали два тестовых набора данных. Первый набор был сконструирован из серии данных ТЕСИС, временной шаг которого был искусственно увеличен до 12 с, что равно временному разрешению АИА. Второй набор был получен из серии данных АИА, пиксельное разрешение которого было ухудшено в три раза и примерно совпало с

разрешением ТЕСИС ($\approx 1.8''$). Для порога 5σ и модели $h = \sqrt{A}$ соответствующие значения индекса составили 2.07 ± 0.32 и 2.24 ± 0.26 соответственно. Следовательно, падение временного разрешения действительно ведет к уменьшению α , тогда как уменьшение пространственного разрешения увеличивает α . Вместе с тем влияние инструментальных факторов оказалось ниже, чем обнаруженная разница между ТЕСИС и АИА, и мы полагаем, что есть значительная вероятность того, что ее причиной является все же фаза солнечного цикла.

Авторы благодарят рецензента за полезные замечания, позволившие существенно улучшить данную работу.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ, грант 17-12-01567).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден (M.J. Aschwanden), Solar Phys. **190**, 233 (1999).
2. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, R.W. Nightingale, T. D. Tarbell, and C.J. Wolfson), Astrophys. J. **535**, 1027 (2000a).
3. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, T.D. Tarbell, R.W. Nightingale, C.J. Schrijver, A. Title, C.C. Kankelborg, P. Martens, and H.P. Warren), Astrophys. J. **535**, 1047 (2000b).
4. Ашванден, Парнелл (M.J. Aschwanden and C.E. Parnell), Astrophys. J. **572**, 1048 (2002).

5. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, R.A. Stern, and M. Güdel), *Astrophys. J.* **672**, 659 (2008).
6. Ашванден, Ашванден (M.J. Aschwanden and P.D. Aschwanden), *Astrophys. J.* **674**, 544 (2008).
7. Бенц, Крюкер (A.O. Benz and S. Krucker), *Astrophys. J.* **568**, 413 (2002).
8. Бергманз и др. (D. Berghmans, F. Clette, and D. Moses), *Astron. Astrophys.* **336**, 1039 (1998).
9. Бёрнер и др. (P. Boerner, C. Edwards, J. Lemen, A. Rausch, C. Schrijver, R. Shine, L. Shing, R. Stern, et al.), *Solar Phys.* **275**, 41 (2012).
10. Ватанабе и др. (H. Watanabe, G. Vissers, R. Kitai, L. Rouppe van der Voort, and R.J. Rutten), *Astrophys. J.* **736**, 71 (2011).
11. Кириченко С.А., Богачев С.А., Письма в Астрон. Журн. **39**, 884 (2013) [A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev, *Astron. Lett.* **39**, 797 (2013)].
12. Кириченко, Богачёв (A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev), *Astrophys. J.* **840**, 45 (2017a).
13. Кириченко, Богачёв (A.S. Kirichenko and S.A. Bogachev), *Solar Phys.* **292**, 120 (2017b).
14. Крюкер, Бенц (S. Krucker and A.O. Benz), *Astrophys. J. Lett.* **501**, L213 (1998).
15. Крюкер, Бенц (S. Krucker and A.O. Benz), *Solar Phys.* **191**, 341 (2000).
16. Кузин и др. (S.V. Kuzin, S.A. Bogachev, I.A. Zhitnik, A.A. Pertsov, A.P. Ignatiev, A.M. Mitrofanov, V.A. Slemzin, S.V. Shestov, et al.), *Adv. Space Res.* **43**, 1001 (2009).
17. Левайн (R.H. Levine), *Astrophys. J.* **190**, 457 (1974).
18. Лемен и др. (J.R. Lemen, A.M. Title, D.J. Akin, P.F. Voerner, C. Chou, J.F. Drake, D.W. Duncan, C.G. Edwards, et al.), *Solar Phys.* **275**, 17 (2012).
19. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **330**, 474 (1988).
20. Парнелл, Джапп (C.E. Parnell and P.E. Jupp), *Astrophys. J.* **529**, 554 (2000).
21. Рева и др. (A. Reva, S. Shestov, S. Bogachev, and S. Kuzin), *Solar Phys.* **276**, 97 (2012).
22. Рейд и др. (A. Reid, M. Mathioudakis, J.G. Doyle, E. Scullion, C.J. Nelson, V. Henriques, and T. Ray), *Astrophys. J.* **823**, 110 (2016).
23. Уитбро, Нойз (G.L. Withbroe and R.W. Noyes), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 363 (1977).
24. Ульянов А.С., Богачев С.А., Кузин С.В., Астрон. журн. **87**, 1030 (2010) [A.S. Ulyanov, S.A. Bogachev, and S.V. Kuzin, *Astron. Rep.* **54**, 948 (2010)].
25. Хадсон (H.S. Hudson), *Solar Phys.* **133**, 357 (1991).