

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Диагностика области ядерных взаимодействий нейтронов в процессе солнечной вспышки 20 января 2005 г. посредством гамма-излучения в линияхЕ. В. Троицкая^{1,a}, И. В. Архангельская^{2,b}, А. И. Архангельский²¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.²НИЯУ МИФИ, кафедра экспериментальной физики и космофизики.

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31.

E-mail: ^atroi@srd.sinp.msu.ru, ^birene.belousova@usa.net

Статья поступила 07.10.2011, подписана в печать 24.11.2011.

На основе анализа временного профиля скорости счета гамма-излучения в линии 2.223 МэВ, зарегистрированного во время экстремального солнечного события 20 января 2005 г., исследованы плотность окружающей среды и содержание изотопа ³He в области генерации гамма-линии 2.223 МэВ. К анализу были привлечены данные, полученные на борту спутника КОРОНАС-Ф аппаратурой АВС-Ф с детектора СОНГ-Д о скорости счета в гамма-линии с энергией 2.223 МэВ, а также в линиях в диапазоне 4–7 МэВ. Показано, что для построения согласованной с имеющимися данными модели временного профиля потоков гамма-излучения в линии 2.223 МэВ в рассматриваемом событии необходимо допустить повышенное содержание изотопа ³He в области вспышки относительно водорода ¹H. В области генерации линии 2.223 МэВ отношение концентраций $n(^3\text{He})/n(^1\text{H})$ должно составлять $(1.4 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$, тогда как в среднем по данным от различных вспышек обычно оно составляет около $2 \cdot 10^{-5}$. Повышенное содержание ³He служит также косвенным подтверждением возможного наличия продуктов реакции радиационного поглощения нейтронов изотопом ³He в составе обнаруженного ранее по данным КОРОНАС-Ф/АВС-Ф небольшого возрастания над фоном гамма-излучения в диапазоне 15–21 МэВ.

Ключевые слова: солнечная вспышка, гамма-излучение, ядерные реакции, плотность солнечной атмосферы, содержание изотопа ³He.

УДК: 523.985-866. PACS: 96.60.qe, 95.85.Pw.

Введение

Экстремальное солнечное событие 20 января 2005 г. было зарегистрировано в период аномально высокой вспышечной активности Солнца в январе 2005 г. в фазе глубокого спада солнечного цикла. По рентгеновским данным космического аппарата GOES в диапазоне 0.1–8 нм, вспышка 20 января 2005 г. (класс X7.1, балл 3В, гелиокоординаты N14, W61) началась в 06:36 UT, достигла максимума в 07:01 UT и закончилась в 07:26 UT. Источником вспышки была активная область NOAA 10720. Эта вспышка сравнима по мощности с наиболее сильными из наблюдавшихся ранее. Она сопровождалась корональным выбросом (CME), а также мощным протонным событием и выдающимся GLE (ground level enhancement) [1].

Гамма-излучение во время изучаемой вспышки наблюдалось приборами спутников RHESSI [2], INTEGRAL [3], а также на борту ИСЗ КОРОНАС-Ф [4, 5] детектором СОНГ-Д [6] в двух параллельных экспериментах: собственно прибором СОНГ [7, 8] и аппаратурой АВС-Ф (амплитудно-временная спектрометрия Солнца) [9–13], в которых осуществлена регистрация гамма-излучения в широком энергетическом диапазоне (вплоть до 250 МэВ).

На борту спутника КОРОНАС-Ф аппаратурой

АВС-Ф с детектора СОНГ-Д были получены данные о временном профиле скорости счета фотонов в гамма-линии с энергией 2.223 МэВ, возникающей при радиационном поглощении вспышечных нейтронов водородом солнечной атмосферы в период солнечной вспышки 20 января 2005 г. Наблюдаемый временной профиль совместно с данными о потоках излучения в ядерных линиях в диапазоне 4–7 МэВ [9, 10] были предварительно исследованы в работе [14] с помощью метода, предложенного ранее в НИИЯФ МГУ. При этом были рассчитаны модельные временные профили линии 2.223 МэВ в предположении бесселевского энергетического спектра ускоренных частиц для трех значений спектрального индекса $\alpha T = 0.005, 0.03, 0.1$ (рис. 1). Расчеты были проведены в различных предположениях о вертикальном профиле плотности солнечной плазмы, изотропного испускания нейтронов в нижнюю полусферу и обычно принимаемого в расчетах предположения о содержании изотопа ³He в области взаимодействия нейтронов с окружающей средой: $\kappa = n(^3\text{He})/n(^1\text{H}) = 2 \cdot 10^{-5}$.

В отличие от четырех исследованных ранее солнечных событий, в случае события 20 января 2005 г. моделирование с достаточной точностью оказалось невозможным в рамках обычных предположений о свойствах солнечной атмосферы и параметрах вспышки. Начиная

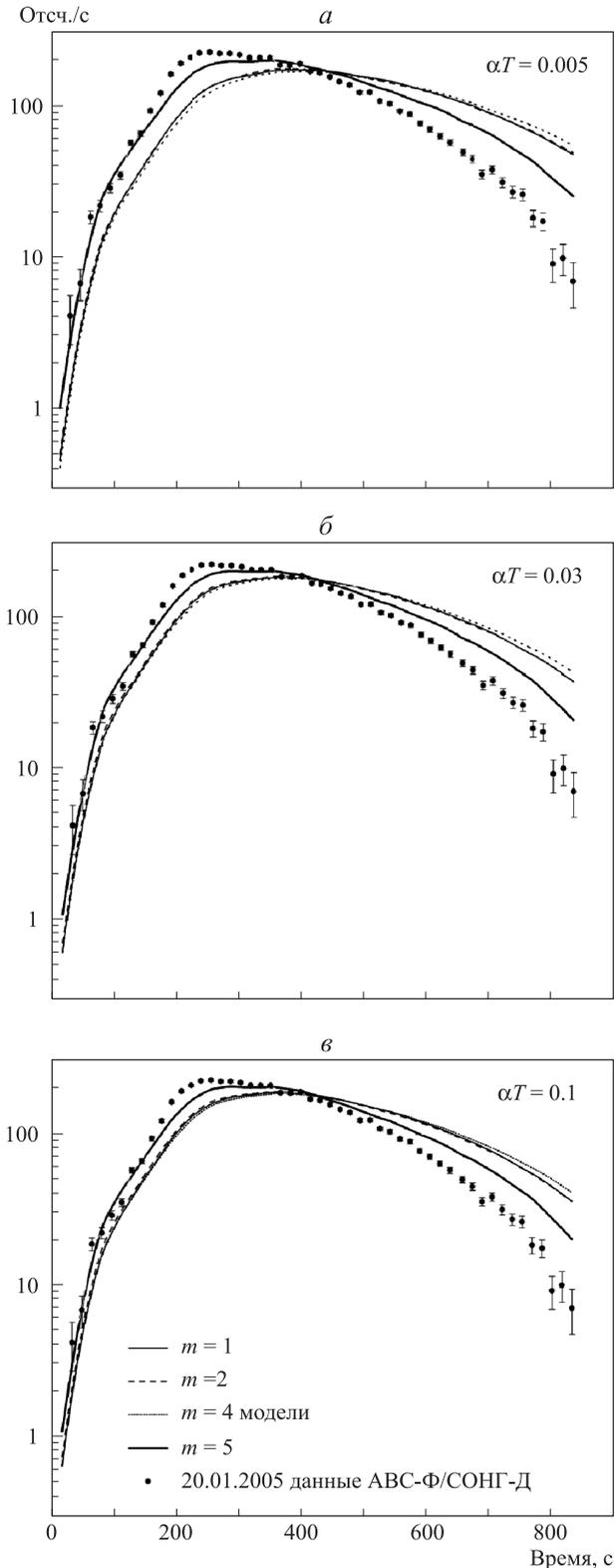


Рис. 1. Сравнение наилучших аппроксимаций с данными наблюдений [8, 9] для временного профиля потока гамма-квантов с энергией 2.223 МэВ от вспышки 20 января 2005 г. при четырех моделях плотности (m) (см. табл. 1), трех значениях спектрального индекса ускоренных частиц αT и величине отношения $\kappa = 2 \cdot 10^{-5}$ [14]. Ноль времени на этом и последующих графиках соответствует 06:43:00.499 UT. Расчетная кривая для модели плотности $m=3$ на рисунке не показана, так как в рассматриваемом случае она практически сливается с кривой для $m=2$

с фазы максимума наблюдаемые скорости счета убывают быстрее со временем, чем моделирующие скорости счета. В настоящей работе мы обсуждаем две наиболее вероятные причины отклонения стандартно рассчитанного временного профиля от наблюдательных данных: повышенное содержание ^3He в области взаимодействий нейтронов и характер геометрии испускания генерированных во вспышке нейтронов. Для этого мы включаем эти параметры в новые модельные расчеты временных профилей. Новые расчеты основываются на тех же наблюдательных данных. Целью работы является нахождение наиболее вероятного значения таких параметров вспышки, как содержание ^3He в области генерации нейтронов и характер вертикального профиля плотности солнечной атмосферы во время вспышки. Мы также оцениваем спектральный индекс первоначально ускоренных протонов и исследуем влияние характера геометрии испускания генерированных во вспышке нейтронов на временной профиль γ -излучения в линии 2.223 МэВ.

1. Метод

Одним из видов энерговыделения в процессе солнечной вспышки является ускорение заряженных частиц — электронов, протонов и ионов в короне над структурой магнитных петель. С точки зрения дальнейших ядерных процессов в атмосфере Солнца наибольший интерес представляют энергичные протоны и ионы, которые первоначально направлены в нижнее (по отношению к Солнцу) полупространство. Наиболее значительное γ -излучение в линиях производят в конечном итоге реакции генерации нейтронов, а также реакции возбуждения ядерных уровней ряда наиболее распространенных средних по массе элементов, главным образом, ^{12}C и ^{16}O . Наиболее вероятная область первоначальных ядерных реакций соответствует концентрациям $10^{11} - 10^{12}$ частиц $\cdot \text{см}^{-3}$. Возбужденные ядра $^{12}\text{C}^*$ и $^{16}\text{O}^*$ практически мгновенно, через время $\sim 10^{-9}$ с, испускают γ -кванты с энергией соответственно 4.44 и 6.13 МэВ. Нейтроны же, обладающие значительным средним временем жизни до распада (886 с) и относительно большими сечениями упругого взаимодействия с водородом (зависящими от энергии), замедляются при упругих столкновениях с ядрами окружающей среды в среднем за времена $\sim 0.05 - 0.8$ с до тепловых скоростей, проникая в глубокие слои хромосферы и фотосферы. Далее нейтроны начинают более эффективно захватываться ядрами водорода окружающей среды с образованием дейтрона и испусканием γ -кванта с энергией 2.223 МэВ. Сечения последнего процесса малы, что приводит к временам захвата от нескольких десятков до сотни секунд.

В НИИЯФ МГУ ранее была предложена и развита методика моделирования временного профиля потока гамма-излучения в линии 2.223 МэВ, возникающего во время солнечных вспышек при захвате нейтронов ядрами водорода окружающей среды [15, 16]. Методом статистического моделирования мы прослеживаем траекторию каждого нейтрона от его генерации до одного из возможных процессов ее окончания: поглощения

протоном и излучением γ -кванта, безрадиационным поглощением ядром изотопа ^3He , распадом нейтрона или его выходом от Солнца.

Для расчетов траекторий нейтронов необходима информация как о свойствах среды, так и о начальных характеристиках рождающихся в процессе вспышки вторичных нейтронов. Некоторые из необходимых величин при этом могут являться параметрами расчета. Начальный спектр нейтронов мы задаем, основываясь на работах [17, 18], в которых спектр генерированных во вспышке нейтронов рассчитан исходя из спектров ускоренных протонов в предположении бесселевского спектра последних, что характерно для стохастического ускорения. Таким образом, вид временного профиля γ -линии 2.223 МэВ опосредованно связан со спектром первоначальных протонов, что позволяет получить оценку их спектра.

Для задания начального временного профиля генерированных нейтронов используется общепринятый метод, впервые примененный в работе [19]. При этом профиль генерированных нейтронов принимается соответствующим временному профилю суммы гамма-излучения в узких «мгновенных» гамма-линиях. Такая возможность основана на следующих соображениях. Для генерации нейтронной линии γ -излучения основную роль играет участок спектра нейтронов от 10 до 100 МэВ. Характерные черты энергетической зависимости сечений реакций генерации, с одной стороны, нейтронов, а с другой — ядерных γ -линий, возникающих при высвечивании возбужденных уровней ядер, в условиях падающего вида спектра первичных ускоренных протонов приводят к подобию, в основных чертах, спектральных областей их генерации. Наиболее сильными ядерными γ -линиями являются линии от кислорода ^{16}O и углерода ^{12}C с энергиями 6.13 и 4.44 МэВ соответственно. Их суммарный временной профиль вместе с другими, более слабыми линиями

в диапазоне от 4 до 7 МэВ обычно и принимается пропорциональным временному профилю генерируемых нейтронов. При расчетах было учтено также поглощение генерированных γ -квантов с энергией 2.223 МэВ в солнечной атмосфере.

Кроме того, рассмотрение отдельных временных интервалов дает возможность по временному профилю γ -излучения находить изменения некоторых параметров вспышки со временем. В работах [20, 21] было дано подробное описание методики и ее применения к изучению свойств солнечной атмосферы и физики вспышек.

Для обеспечения возможности нахождения вида зависимости плотности солнечной плазмы от глубины в атмосфере Солнца в 1996 г. были предложены дополнительно к известной модели плотности спокойной солнечной атмосферы различные дополнительные модели [22]. Модели подобраны таким образом, чтобы были представлены случаи как повышенной, так и пониженной плотности атмосферы [20] (табл. 1). В работах [16, 22] впервые была исследована зависимость временного профиля γ -излучения 2.223 МэВ от характера высотного профиля плотности солнечной атмосферы. Приложение методики к анализу крупных солнечных событий, сопровождавшихся измеренным γ -излучением, 22 марта 1991, 6 ноября 1997, 16 декабря 1988 и 28 октября 2003 г. [14, 20 (и цит. лит.), 21] для нахождения ряда параметров вспышечного процесса привело к следующим важным, с точки зрения настоящей работы, выводам.

1. В период вспышки плотность солнечной атмосферы не описывается моделью спокойной атмосферы. Плотность изменяется более резко, чем в рамках модели спокойного Солнца и достигает более высоких значений либо в фотосфере, либо в подфотосферных слоях. При этом наиболее вероятной моделью оказывается модель с уплотнением в нижней хромосфере

Таблица 1

Характеристики принятых моделей плотности солнечной атмосферы; m — порядковый номер модели. За верхний уровень фотосферы принят уровень, на котором оптическая глубина для длины волны 5000 Å составляет $\tau = 0.005$

| m | Характер изменения плотности с глубиной в атмосфере Солнца | |
|-----|---|---|
| | Кратко | Подробно |
| 1 | Комбинированная модель спокойной атмосферы: модель HSRA для нижней хромосферы и фотосферы [23] в комбинации с моделью Spruit [24] для конвективной зоны | Плавно возрастает от $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на вершине фотосферы до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на уровне, лежащем на 330 км ниже, где $\tau = 1$, и резко возрастает до $\tau = 10$ на протяжении 60 км вглубь |
| 2 | Повышена относительно 1 внутри и под фотосферой | Увеличена до $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на глубинах ~ 500 км под верхним уровнем фотосферы, т. е. в глубоких подфотосферных слоях |
| 3 | То же | Увеличена до $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на тех же глубинах |
| 4 | Понижена относительно 1 начиная с нижней хромосферы и глубже | Понижение плотности начинается еще над фотосферой, на ее вершине плотность достигает $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а на уровне, лежащем ниже на 330 км, составляет $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ |
| 5 | Скомбинированная из трех участков модель: в хромосфере — модель HSRA; излом и резкий рост в нижней хромосфере, повышена по всей толще фотосферы; глубже — модель Spruit | Повышенные плотности в толще фотосферы — по всей ее толще и несколько выше ее, приблизительно на 300 км и ниже плотность составляет $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ |

и фотосфере ($m = 5$, табл. 1). Эта модель представляет собой композицию из начального (верхнего) участка в хромосфере являющегося областью действия известной модели HSRA [23], далее, после излома, участка в области нижней хромосферы и фотосферы с резким ростом плотности с глубиной, выходом на плато и наиболее глубоким участком, описываемым моделью Спруита [24]. Модели в верхнем и нижнем участках основаны на данных по оптическим излучениям, в среднем — на нашем анализе данных по γ -излучению в процессе вспышек, исследованных ранее.

Надо отметить, что впоследствии работу, связанную также с выбором модели атмосферы, позволяющей объяснить гамма-излучение солнечной вспышки, выполнили авторы [25] в 2007 г., которые также исследовали зависимость временного профиля γ -излучения в линии 2.223 МэВ от характера модели плотности солнечной атмосферы. Они пришли к выводу о том, что моделью, наилучшим образом описывающей пока только одну исследованную ими в отношении модели вспышку (4 июня 1991 г.), является, как и в нашем случае, составная модель, имеющая некоторые общие черты с нашей моделью $m = 5$ по своей конфигурации. Модель авторов [25] скомбинирована из модели Ashwanden (1996, основана на данных по рентгеновскому излучению), с переходом глубже (в точке излома) в модель Avrett (1981, основана на оптических данных по области, лежащей над пятном) (см. [25] и цит. лит.).

2. Исследование событий 16 декабря 1988 и 28 октября 2003 г. показало, что наша модель $m = 5$ с уплотнением в фотосфере начинает реализовываться, лишь спустя некоторое время от начала генерации γ -излучения в линии 2.223 МэВ: в первом случае ≈ 140 с, а во втором ≈ 200 с. На самом первом этапе нарастания интенсивности более вероятной оказывается стандартная модель спокойной атмосферы.

3. Исследование этих же событий (16 декабря 1988 и 28 октября 2003 г.) показало, что спектр ускоренных частиц становится более жестким за время наблюдения γ -излучения в линии 2.223 МэВ.

2. Данные наблюдений

В работах [9, 10] представлен временной профиль скорости счета в энергетическом диапазоне 1.7–2.3 МэВ, преимущественный вклад в который дает γ -линия 2.223 МэВ. Этот профиль был «очищен» от локального фона космического аппарата и фона тормозного γ -излучения релятивистских электронов во время вспышки.

В качестве исходных данных в области энергий, соответствующих ядерным линиям, мы имели скорости счета в двух энергетических диапазонах: в аппаратный энергетический диапазон 3.2–5.0 МэВ основной вклад вносят γ -кванты с энергией 4.44 МэВ от высвечивания возбужденных протонами ядер ^{12}C , а в диапазон 5.3–6.9 МэВ — γ -кванты с энергией 6.13 МэВ от высвечивания возбужденных ядер ^{16}O . Для дальнейшей работы с этими ядерными линиями, помимо обеих составляющих фона, было вычтено также излучение той части континуума, которая возникает из-за доплеровского уширения при «обратных» ядерных реакциях. Последний эффект возникает из-за возбуж-

дения ускоренных ионов (главным образом ^{12}C и ^{16}O) при их столкновениях с ядрами водорода окружающей среды и последующим излучением с их возбужденных уровней. Процедура «очистки» данных по линиям 4.44 и 6.13 МэВ описана в работах [9, 10].

3. Приложение метода

Для применения рассматриваемой методики к анализу данного события модельные расчеты временного профиля нейтронной линии выполнены со следующими параметрами.

1. Спектральный индекс ускоренных частиц αT , который, как показано в разд. 2, связан со спектром генерированных нейтронов, которые, в свою очередь, участвуют в формировании временного профиля нейтронной линии. Как и ранее (рис. 1), сделано предположение о том, что спектр ускоренных протонов можно аппроксимировать функцией Бесселя. Рассмотрены случаи с характерными значениями параметра стохастического ускорения $\alpha T = 0.005, 0.03, 0.1$.

2. Модель высотной зависимости плотности солнечной атмосферы, m — номер модели в табл. 1. В новых расчетах использованы два различных вертикальных профиля плотности солнечной плазмы: модель $m = 5$ с уплотнением в нижней хромосфере и фотосфере до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и модель ($m = 1$) спокойной солнечной атмосферы.

3. Содержание ^3He относительно водорода κ . С целью исследования возможной роли повышенного содержания изотопа ^3He в процессе данной вспышки выполнены расчеты временных профилей потоков гамма-излучения в линии 2.223 МэВ при условии повышенного содержания ^3He для значений параметра κ , с шагом $3 \cdot 10^{-5}$, начиная с $2 \cdot 10^{-5}$ и до $2 \cdot 10^{-4}$.

В качестве временного профиля инжекции нейтронов используется суммарный временной профиль γ -линий, выделенных после процедуры очистки от всех трех составляющих фона излучения в диапазонах 3.2–5.0 МэВ и 5.3–6.9 МэВ [9, 10] (разд. 2). Основные расчеты выполнены для случая изотропного начального испускания нейтронов в нижнее полупространство.

4. Результаты моделирования

В табл. 2 в строках с 1-й по 7-ю представлены суммы квадратов отклонений рассчитанных аппроксимаций от наблюдательных данных. Результаты представлены для двух моделей: модели спокойной атмосферы ($m = 1$) и модели в период вспышки ($m = 5$) по трем значениям параметра αT . На рис. 2, 3 приведены расчетные временные профили вместе с наблюдательными данными при двух значениях κ .

По всем рассмотренным относительным значениям содержания ^3He суммы квадратов отклонений минимальны в случае использования модели $m = 5$. Анализ показывает, что с увеличением содержания ^3He приближение к расчетным данным в случае модели плотности $m = 5$ и спектрального индекса $\alpha T = 0.1$ улучшается, сумма квадратов проходит через минимум при $\kappa = (1.4 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$, далее возрастает.

Таблица 2

Суммы квадратов отклонений наилучших аппроксимирующих кривых от данных наблюдений временного профиля линии 2.223 МэВ во время вспышки 20 января 2005 г. для двух случаев испускания нейтронов: равномерной инжекции в нижнее полупространство (первые семь строк данных) и веерообразной инжекции в последних трех строках. $\kappa = n(^3\text{He})/n(^1\text{H})$

| $\alpha T = 0.005$ | | $\alpha T = 0.03$ | | $\alpha T = 0.1$ | |
|---|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| $m = 1$ | $m = 5$ | $m = 1$ | $m = 5$ | $m = 1$ | $m = 5$ |
| $\kappa = 2 \cdot 10^{-5}$ | | | | | |
| $1.258 \cdot 10^5$ | $2.880 \cdot 10^4$ | $8.076 \cdot 10^4$ | $1.991 \cdot 10^4$ | $7.322 \cdot 10^4$ | $1.862 \cdot 10^4$ |
| $\kappa = 5 \cdot 10^{-5}$ | | | | | |
| $9.419 \cdot 10^4$ | $1.366 \cdot 10^4$ | $5.200 \cdot 10^4$ | $8.470 \cdot 10^3$ | $4.702 \cdot 10^4$ | $7.897 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 8 \cdot 10^{-5}$ | | | | | |
| $6.882 \cdot 10^4$ | $1.159 \cdot 10^4$ | $3.754 \cdot 10^4$ | $5.910 \cdot 10^3$ | $3.283 \cdot 10^4$ | $5.264 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 1.1 \cdot 10^{-4}$ | | | | | |
| $5.803 \cdot 10^4$ | $6.482 \cdot 10^3$ | $2.713 \cdot 10^4$ | $4.353 \cdot 10^3$ | $2.292 \cdot 10^4$ | $4.110 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 1.4 \cdot 10^{-4}$ | | | | | |
| $3.946 \cdot 10^4$ | $5.035 \cdot 10^3$ | $1.974 \cdot 10^4$ | $3.857 \cdot 10^3$ | $1.695 \cdot 10^4$ | $3.779 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 1.7 \cdot 10^{-4}$ | | | | | |
| $3.636 \cdot 10^4$ | $6.687 \cdot 10^3$ | $1.536 \cdot 10^4$ | $5.103 \cdot 10^3$ | $1.286 \cdot 10^4$ | $5.007 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 2.0 \cdot 10^{-4}$ | | | | | |
| $2.827 \cdot 10^4$ | $7.329 \cdot 10^3$ | $1.172 \cdot 10^4$ | $6.201 \cdot 10^3$ | $9.747 \cdot 10^3$ | $6.155 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 2 \cdot 10^{-5}, \psi = 89^\circ$ | | | | | |
| $1.881 \cdot 10^5$ | $4.376 \cdot 10^4$ | $1.421 \cdot 10^5$ | $3.249 \cdot 10^4$ | $1.331 \cdot 10^5$ | $3.056 \cdot 10^4$ |
| $\kappa = 1.1 \cdot 10^{-4}, \psi = 89^\circ$ | | | | | |
| $9.833 \cdot 10^4$ | $1.504 \cdot 10^4$ | $6.074 \cdot 10^4$ | $9.054 \cdot 10^3$ | $5.483 \cdot 10^4$ | $8.286 \cdot 10^3$ |
| $\kappa = 1.4 \cdot 10^{-4}, \psi = 89^\circ$ | | | | | |
| $7.477 \cdot 10^4$ | $1.366 \cdot 10^4$ | $4.532 \cdot 10^4$ | $7.482 \cdot 10^3$ | $4.070 \cdot 10^4$ | $6.860 \cdot 10^3$ |

5. Обсуждение результатов и выводы

Отметим, что на начальной стадии гамма-излучения вспышки 20 января 2005 г. (фаза роста) наилучшая аппроксимация может достигаться при меньших значениях содержания ^3He (рис. 1, *a*). Динамика роста содержания ^3He со временем может быть объяснена постепенным его накоплением в фотосфере. При этом можно предположить, что увеличенное содержание ^3He в области взаимодействия нейтронов со средой может быть обусловлено преимущественным ускорением ионов ^3He в короне. Например, в работе [26] предложен механизм ионно-звуковой турбулентности в качестве ответственного за подобный процесс. Затем ионы распространяются с потерей энергии в солнечной атмосфере вниз, в нижнюю хромосферу и фотосферу, где и могут накапливаться.

К тому же анализ тонкой структуры временных профилей исследуемой вспышки в диапазонах, которые соответствуют выделенным в работах [9, 10] особенностям в энергетическом спектре, позволяет предполагать возможность многократного ускорения частиц в течение вспышки. Действительно, в суммарных энергетических спектрах этой вспышки выделены четыре

особенности в диапазоне 0.1–8 МэВ, соответствующие позитронной и ядерным линиям и линии от захвата нейтронов, которые наблюдались на всем протяжении регистрации гамма-излучения. При этом на временных профилях γ -излучения, построенных в диапазонах, соответствующих выделенным линиям, присутствует тонкая структура с характерными масштабами 33–92 с на уровне значимости 99% (см. также [3]).

С другой стороны, если исходить из наилучшей аппроксимации, найденной по полному времени излучения нейтронной линии (рис. 3, *b*, см. также рис. 2, *b*), то предварительный вывод можно сделать о характере плотности солнечной атмосферы на начальной стадии вспышки. Наиболее вероятной моделью плотности в это время, в отличие от фазы спада, оказывается стандартная модель спокойной атмосферы Солнца ($m = 1$).

Для продвижения в вопросе о динамике как содержания ^3He , так и плотности плазмы, необходимы более детальные исследования, связанные с применением метода к отдельным временным интервалам вспыхивающего γ -излучения в линии 2.223 МэВ.

Наряду с повышенным содержанием изотопа ^3He существуют и другие возможности, которые могли бы

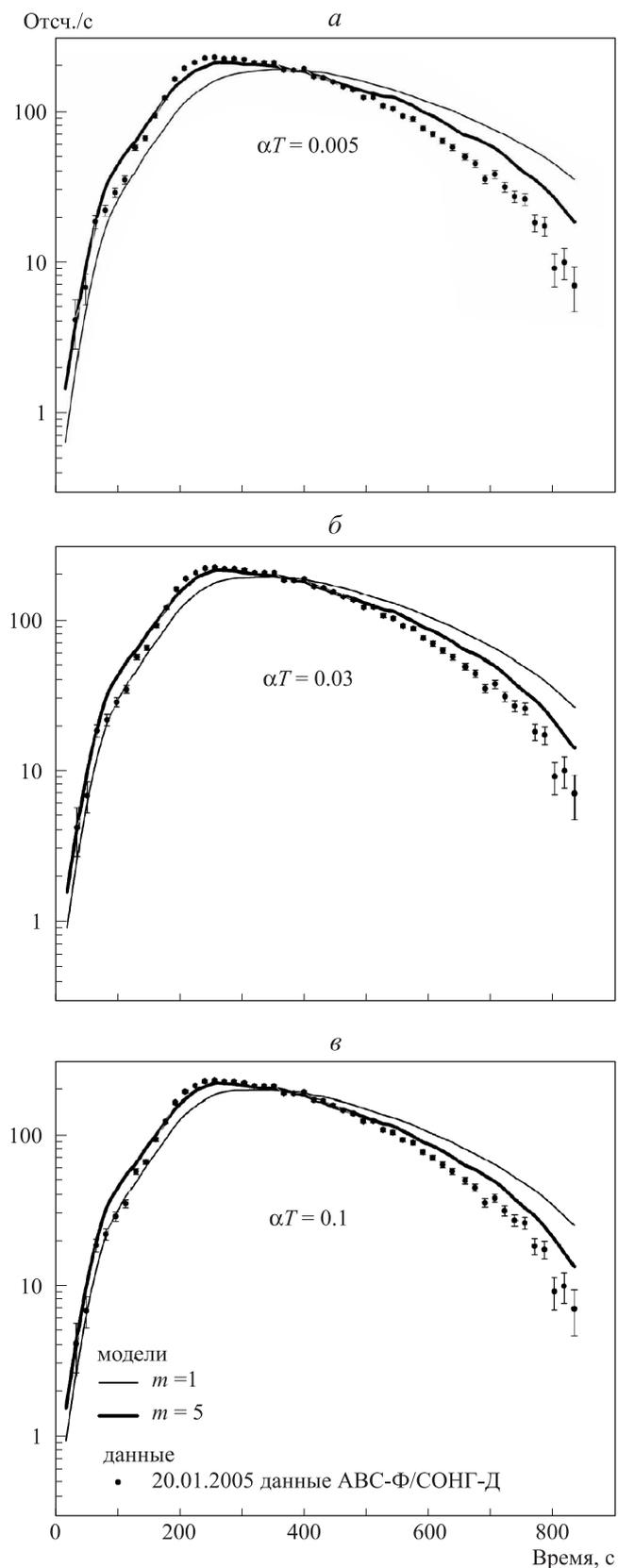


Рис. 2. Наблюдаемые временные профили скорости счета от γ -линии 2.223 МэВ во время вспышки 20 января 2005 г. [8, 9] и результаты моделирования со спектральными индексами $\alpha T = 0.005$, 0.03 и 0.1 для двух моделей плотности при $\kappa = n(^3\text{He})/n(^1\text{H}) = 8 \cdot 10^{-5}$

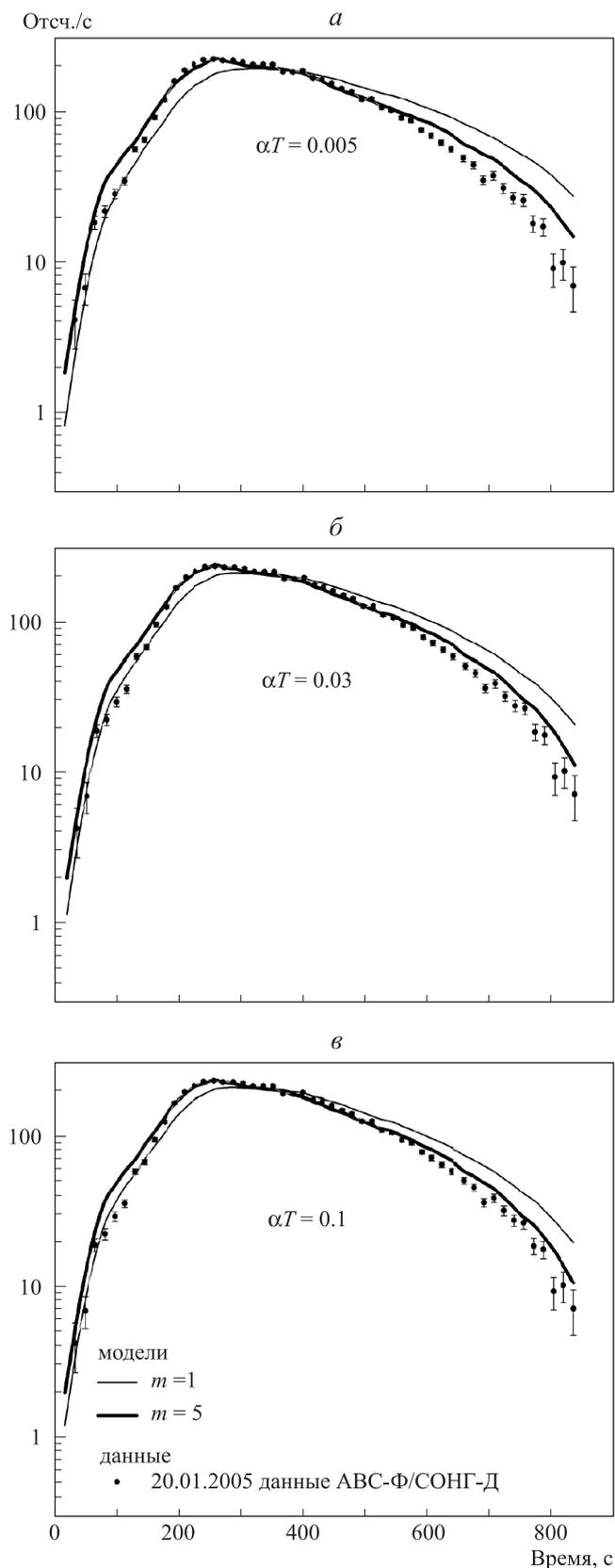


Рис. 3. Наблюдаемые временные профили скорости счета от γ -линии 2.223 МэВ во время вспышки 20 января 2005 г. [8, 9] и результаты моделирования со спектральными индексами $\alpha T = 0.005$, 0.03 и 0.1 для двух моделей плотности при $\kappa = n(^3\text{He})/n(^1\text{H}) = 1.4 \cdot 10^{-4}$

рассматриваться в качестве причины, воздействующей на временной профиль γ -линии 2.223 МэВ от вспышки, в частности, наиболее реально можно ожидать некоторого изменения временного профиля потока γ -излучения в рассматриваемой линии при отклонении распределения первоначальных направлений нейтронов в нижнюю полусферу от изотропного.

В связи с этим обстоятельством мы рассмотрели случай веерообразного углового распределения первоначальных нейтронов, которое может реализоваться для определенной доли нейтронов и при распространении ускоренных первичных частиц в магнитной вспышечной петле [27]. Действительно, при распространении ускоренных протонов и других ионов в магнитном поле вспышечной петли частицы в своем ларморовском движении отражаются от оснований арки со сходящимся магнитным полем, где в силу большей плотности вещества солнечной атмосферы становятся более вероятными ядерные реакции генерации нейтронов. Поскольку образовавшиеся нейтроны в основном сохраняют направления породивших их частиц, то направления нейтронов распределены равномерно в плоскости сечения петли. Отметим, что эта доля зависит как от спектра протонов, так и от условий в магнитной петле.

Данные табл. 2 (строки 8–10) демонстрируют, что и в этом случае минимум суммы квадратов отклонений достигается при повышенном содержании ${}^3\text{He}$, хотя соответствие с наблюдательными данными становится хуже как в предположении обычного, ранее наблюдавшегося в других вспышках содержания изотопа ${}^3\text{He}$, так и в случае повышенного.

Поскольку прямое варьирование большого количества параметров затруднено в рамках настоящего метода, связанного с решением обратной задачи, то окончательное решение вопроса об увеличенном содержании изотопа ${}^3\text{He}$ могло бы базироваться на дополнительных данных, полученных в изучаемой вспышке.

В частности, в энергетическом спектре этой вспышки обнаружено слабое возрастание скорости счета γ -излучения в диапазоне 15–21 МэВ [10, 11], которое представляет собой превышение над фоном на $\geq 2.5\sigma$ в период 06:44:52–06:51:16 UT и на 3σ в период максимума (06:47:00–06:49:08 UT), где σ — стандартная ошибка. Хотя среднеквадратичное отклонение 3σ находится на минимальном уровне, условно допустимом для утверждения о статистически значимом отклонении, тем не менее, более подробный анализ показывает, что эффект наблюдается в шести независимых спектрах, идущих последовательно по времени, начиная с 06:42:43 UT 25 января 2005 г. Тренд увеличивает статистическую значимость наблюдаемого возрастания.

В работе [28] показано, что эта спектральная особенность может быть вызвана комбинацией двух γ -линий с энергиями 15.11 МэВ и 20.58 МэВ. Одна из них испускается возбужденным ядром ${}^{12}\text{C}$, а вторая обусловлена радиационным поглощением нейтронов ядрами ${}^3\text{He}$ (точнее, энергия 20.58 МэВ представляет собой нижнюю границу энергии испускаемых в этом процессе γ -квантов). Предварительные расчеты привели к оценке отношения концентраций снизу: ${}^3\text{He}/{}^1\text{H} > 1 \cdot 10^{-4}$ в данной вспышке. Этот расчет был

основан на ядерной реакции радиационного поглощения нейтронов гелием-3: $n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$. Расчет носит оценочный характер и основан только на сведениях о сечениях ядерных реакций и спектрах нейтронов. Найдена лишь нижняя граница возможных значений отношения ${}^3\text{He}/{}^1\text{H}$.

Расчет же концентрации, проведенный в настоящей работе, связан с другим взаимодействием нейтрона с гелием-3 — безрадиационным поглощением нейтронов этим же нуклидом: $n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p$. Эта реакция является конкурирующей при расчетах радиационного захвата нейтронов водородом с генерацией γ -линии с энергией кванта 2.223 МэВ. В расчете, связанном с двумя последними процессами, в отличие от первого способа, учтены все основные обстоятельства, влияющие на результирующее γ -излучение в нейтронной линии и при этом также и на сопутствующий процесс безрадиационного поглощения нейтронов ядрами ${}^3\text{He}$. В качестве одного из результатов мы находим конкретное значение содержания ${}^3\text{He}$ вместе с погрешностью. Несмотря на различие методов, важно, что результаты обоих методов определения содержания ${}^3\text{He}$ в исследуемой вспышке не противоречат друг другу.

В работе [28] приведены и другие свидетельства, указывающие на повышенное содержание ядер ${}^3\text{He}$ в процессе этой вспышки. В частности, сравнимая по интенсивности с линией железа 0.84 МэВ особенность в спектре по данным RHESSI для той же вспышки в области 0.9–1.0 МэВ может быть интерпретирована как линия 0.937 МэВ из комплекса (0.937, 1.04 и 1.08 МэВ), образующегося в прямой реакции на ${}^3\text{He}$ [29]: ${}^3\text{He} + {}^{16}\text{O} \rightarrow p + {}^{18}\text{F}^*$, и ее присутствие также указывает на повышенное содержание ${}^3\text{He}$ в области вспышки.

Имеются, кроме того, данные прямых измерений содержания ${}^3\text{He}$ в солнечном ветре и в составе энергичных солнечных частиц. Так, во время протонного события 20 января 2005 г. по измерениям на КА ACE, SAMPEX и GOES-11 у Земли было получено отношение ${}^4\text{He}/{}^1\text{H} \sim 0.2$ при энергии частиц $E > 0.5$ МэВ/нуклон [1]. С другой стороны, по измерениям на КА ACE (точка Лагранжа L1) был оценен верхний предел для отношения ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} < 7.7 \cdot 10^{-4}$ для интервала 0.5–2.0 МэВ/нуклон [1, 30]. Эти оценки дают отношение ${}^3\text{He}/{}^1\text{H} < 1.54 \cdot 10^{-4}$ вблизи орбиты Земли. Этот верхний предел согласуется с найденным в настоящей работе отношением, полученным из анализа временного профиля линии 2.223 МэВ вспышки 20 января 2005 г. Найденное соотношение ${}^3\text{He}/{}^1\text{H} = (1.4 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$ можно рассматривать как независимое от метода примененного в [28] подтверждение повышенного содержания ${}^3\text{He}$ в процессе вспышки 20 января 2005 г. на основании анализа γ -излучения в линиях 2.223, 4.44 и 6.12 МэВ. Таким образом, заключение о повышенном содержании ${}^3\text{He}$ не только объясняет наблюдаемый временной профиль γ -линии 2.223 МэВ, но и согласуется с аналогичными выводами, полученными на основании анализа других данных.

Заключение

Изучение временного профиля γ -излучения солнечной вспышки 20 января 2005 г. в линии 2.223 МэВ

показало, что для его интерпретации необходимо допустить повышенное содержание изотопа ^3He в области ядерных реакций до отношения $^3\text{He}/^1\text{H} = (1.4 \pm 0.15) \times 10^{-4}$. При этом показано, что исследуемая вспышка 20 отличается помимо своей мощности определенными особенностями, изучение которых открывает возможности для более глубокого анализа электромагнитных и ядерных процессов в атмосфере Солнца.

Авторы благодарны В. Т. Ворончеву за консультацию по реакциям радиационного захвата между нуклонами и легкими ядрами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-02-92208).

Список литературы

- Mewaldt, R.A., Looper, M. D., Cohen C.M.S. et al. // Proc. 29th ICRC. Pune, 2005. **1**. SH12. P. 101
- Share G., Murphy R.J. Smith D. et al. // BAAS. 2006. **38**. P. 255.
- Струминский А.Б. // Письма в Астрон. журн. 2006. **32**, № 10. С. 767.
- Кузнецов В.Д. // Астрон. вестник. 2005. **39**, № 6. С. 485.
- Солнечно-земная физика / Под ред. В. Д. Кузнецова. М., 2009.
- Kuznetsov S.N., Kudela K., Ryumin S.P. et al. // Adv. Space Res. 2002. **30**, N 7. P. 1857.
- Кузнецов С.Н., Курт В.Г., Юшков Б.Ю. и др. // Солнечно-земная физика / Под ред. В. Д. Кузнецова. М., 2009. С. 308.
- Kuznetsov S.N., Kurt V.G., Yushkov B.Yu. et al. // Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso. 2006. **36**, N 2. P. 85.
- Arkhangelskaja I.V., Kotov Yu.D., Arkhangel'sky A.I., Glyanenko A.S. // Adv. Space Res. 2009. **43**, N 4. P. 542.
- Котов Ю.Д., Архангельская И.В., Архангельский А.И. и др. // Солнечно-земная физика. / Под ред. В. Д. Кузнецова. М., 2009. С. 178.
- Arkhangelskaja I.V., Arkhangel'sky A.I., Kotov Yu.D. et al. // Adv. Space Res. 2009. **43**, N 4. P. 589.
- Архангельская И.В., Архангельский А.И., Котов Ю.Д. и др. // Астрон. вестник. 2008. **42**, № 4. С. 373.
- Глянченко А.С., Котов Ю. Д., Павлов В.Н. и др. // Приб. и техн. эксперимента. 1999. № 5. С. 16.
- Troitskaia E.V., Arkhangel'skaja I.V., Miroshnichenko L.I., Arkhangel'sky A.I. // Adv. Space Res. 2009. **43**, N 4. P. 547.
- Кужевский Б.М., Троицкая Е.В. Распространение нейтронов от солнечной вспышки в атмосфере Солнца. Препринт НИИЯФ МГУ 89-28/105. М., 1989.
- Kuzhevskij B.M., Kuznetsov S.N., Troitskaia E.V. // 31st COSPAR Scientific Assembly. Birmingham, 1996. // Adv. Space Res. 1998. **22**. P. 1141.
- Hua X.-M., Lingenfelter R.E. // Solar Phys. 1987. **107**. P. 351.
- Hua X.-M., Kozlovsky B., Lingenfelter R.E. et al. // Astrophys. J. Suppl. 2002. **140**. P. 563.
- Prince T.A., Forrest D.J., Chupp E.L. et al. // Proc. 18th Int. Cosmic Ray Conf. 1983. **4**. P. 9.
- Кужевский Б.М., Мирошниченко Л.И., Троицкая Е.В. // Астрон. журнал. 2005. **82**, № 7. С. 637.
- Troitskaia E.V., Gan W.Q., Kuzhevskij B.M., Miroshnichenko L.I. // Solar Phys. 2007. **242**. P. 87.
- Kuzhevskij B.M., Kuznetsov S.N., Troitskaia E.V. // J. Moscow Phys. Soc. 1996. **6**, N 4. P. 381.
- Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W., Cuny Y. // Solar Phys. 1971. **18**. P. 347.
- Spruit H.C. // Solar Phys. 1974. **34**. P. 277.
- Murphy R.J., Kozlovsky B., Share G.H. et al. // Astrophys. J. Suppl. 2007. **168**, N 1. P. 167.
- Kocharov L.G., Kocharov G.E. // Space Sci. Rev. 1984. **38**. P. 89.
- Hua X.-M., Kozlovsky B., Lingenfelter R.E. et al. // Astrophys. J. Suppl. 2002. **140**. P. 563.
- Arkhangelskaja I.V., Arkhangel'sky A.I., Troitskaya E.V., Miroshnichenko L.I. // Adv. Space Res. 2009. **43**, N 4. P. 594.
- Gan W.Q. // Chinese J. Astron. Astrophys. 2002. **26**. P. 255.
- Desai M.I., Mason G.M., Gold R.E. et al. // Astrophys. J. 2006. **649**, N 1. P. 470.

Diagnostics of neutron interaction region in the process of 20 January 2005 solar flare by means of flare gamma-lines

E. V. Troitskaia^{1,a}, I. V. Arkhangel'skaja^{2,b}, A. I. Arkhangel'sky²

¹D. V. Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Department of Experimental Physics and Cosmophysics, National Research Nuclear University «MEPhI», 31 Kashirskoe road, Moscow 115409, Russia.

E-mail: ^atroi@srd.sinp.msu.ru, ^birene.belousova@usa.net.

Basing on the analysis of the capture line (2.223 MeV) counting rate from the extreme solar event of 20 January 2005, we investigate the density of surrounding medium and ^3He content in the area of 2.223 MeV gamma-line production. For analysis we have used AVS-F apparatus data of SONG-D detector onboard CORONAS-F satellite on counting rates of gamma-quanta in the line 2.223 MeV as well as in the lines in the range of 7.4 MeV. It is shown that for creating the appropriate time profile model of this solar flare it is necessary to suppose an enlarged content of ^3He . In the area of 2.223 MeV gamma-line production the ratio of $n(^3\text{He})/n(^1\text{H})$ is found to be of $(1.4 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$, although the averaged value on the usual flares is about $2 \cdot 10^{-5}$. Enlarged content of ^3He may be also considered as an additional indirect argument for possible existence of gamma-emission from reaction of radiative absorption of neutrons by ^3He isotope.

Keywords: solar flare, gamma rays, nuclear reactions, density of solar atmosphere, ^3He isotope content.

PACS: 96.60.qe, 95.85.Pw.

Received 7 October 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2012).

Сведения об авторах

1. Троицкая Евгения Викторовна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-58-68, e-mail: troi@srd.sinp.msu.ru.

2. Архангельская Ирина Владимировна — ассистент; тел.: (495) 788-56-99, доб. 83-39, e-mail: irene.belousova@usa.net.

3. Архангельский Андрей Игоревич — вед. инженер; тел.: (495) 788-56-99, доб. 96-79, e-mail: angel1966@list.ru.