

УДК 523.98

Изменения потоков солнечного рентгеновского излучения при эволюции активных областей

И. В. Елисеев, А. А. Нусинов

По данным измерений на ИСЗ «Солрад-9» установлено, что потоки неспышечного компонента рентгеновского излучения отдельных активных областей (АО) в спектральных интервалах 0.1—0.8 и 0.8—2 нм связаны зависимостью $I_{(0.8-2)} \propto I_{0.1-0.8}^{0.6}$. На основе численного моделирования статической корональной петли показано, что наблюдаемая взаимосвязь потоков рентгеновского излучения может быть обусловлена изменением давления в основаниях корональных петель (верхней хромосфере), сопровождающимся изменением балла яркости АО в линии К Ca II.

VARIATIONS OF SOLAR X-RAY FLUXES DURING THE ACTIVE REGION EVOLUTION, by Elisseev N. V., Nusinov A. A. — The relation between non-flare X-ray fluxes in the ranges 0.1—0.8 and 0.8—2 nm for different active regions was investigated from the data obtained with «Solrad-9». From statistical data processing the above fluxes are found to be related by power law $I_{(0.8-2)} \propto I_{(0.1-0.8)}^{0.6}$. On the basis of numerical simulation of static coronal loop the observed interdependence between fluxes is shown to be associated with pressure variations at the base of emitting coronal loops located in the upper atmosphere, followed by brightness variations of calcium plages.

Рентгеновское излучение Солнца в диапазоне $\lambda \leq 2$ нм исходит, в основном, из активных областей (АО). Исследование изображений АО, полученных с помощью солнечных рентгеновских телескопов, показало, что при отсутствии вспышек рентгеновские кванты излучаются преимущественно из сравнительно небольшого числа стационарных корональных петель, основания которых находятся в соответствующем флоккуле (см., например, [7, 9]). Температуры петель приблизительно одинаковы, а концентрации в них могут различаться в несколько раз. Существующие модели статических корональных петель в первом приближении удовлетворительно описывают распределение температуры и концентрации [15]. Однако при этом не рассматривается вопрос о причинах вариаций рентгеновского излучения за время существования АО. Эти вариации могут быть обусловлены целым рядом факторов: изменением скорости нагрева, температуры, концентрации плазмы, геометрических параметров петли.

Цель данной работы — выявить основные параметры, изменение которых в процессе эволюции АО приводит к вариациям рентгеновского излучения. При этом будем исходить из данных о вариациях излучения, наблюдаемых одновременно в двух смежных спектральных интервалах.

Предполагая, что рентгеновское излучение АО исходит из корональных петель с идентичными параметрами, рассмотрим его как излучение одной эквивалентной петли. Предположим также, аналогично [10, 15], что эта петля представляет собой половину тора с постоянной площадью сечения (часть силовой трубки магнитного поля), основания которой погружены в хромосферу. В стационарном случае и при отсутствии потоков вещества в петле распределение температуры T и концентрации плазмы по координате l , отсчитываемой вдоль петли, определяется из совместного решения уравнений теплопроводности и гидростатического равновесия:

$$\frac{d}{dl} \left(kT^{5/2} \frac{dT}{dl} \right) = n^2 P(T) - E_H, \quad (1)$$

$$n(l) = \frac{n_0 T_0}{T(l)} \cdot \exp \left\{ - \frac{m}{2\kappa} \int_0^l \frac{g_{\parallel}(l')}{T(l')} dl' \right\}, \quad (2)$$

где $k=10^{-11}$ Дж·м⁻¹·с⁻¹ К^{-7/2} [6, 13]; $P(T)$ — функция лучистых потерь; E_H — мощность, выделяющаяся в единичном объеме петли при ее нагреве; m — масса протона; κ — постоянная Больцмана; mg_{\parallel} — компонент силы тяжести вдоль оси петли. Величины с индексом 0 соответствуют граничным условиям в основании петли ($l=0$).

При выборе граничного условия для уравнения (1) при $l=0$ обычно рассматривают случай $dT/dl=0$ [13] или задают температуру основания петли $T(l=0)=10^6$ К [10, 15]. В первом случае предполагается, что концы петли теплоизолированы, что, по-видимому, некорректно. Поэтому ниже мы рассмотрим второе граничное условие, используя в качестве T_0 температуру, соответствующую уровню хромосферы. Второе граничное условие означает отсутствие потока тепла у вершины корональной петли вследствие симметрии задачи: $dT/dl(l=l_M)=0$.

Система (1)–(2) решалась численно на ЭВМ. Для функции $P(T)$ принята кусочная аппроксимация, приведенная в [11]. Использование указанного выше граничного условия при $l=0$ приводит при расчетах к трудностям, связанным с неустойчивостью решения в переходном слое. Из (1) видно, что характер распределения T по координате определяется балансом потерь на излучение и притоком энергии за счет теплопроводности и энерговыделения E_H . При нарушении баланса, когда потери энергии превышают ее приток, возможно развитие тепловой неустойчивости (см., например, [15]), что для стационарной задачи проявляется в неустойчивости разностной схемы. Порог неустойчивости зависит от величин E_H , l_M , T_0 и n_0 ; для ряда данных параметров условия ее развития изложены в [15]. Однако в [10, 15] не учитывалось влияние переходного слоя, это устранено тем, что начало отсчета l взято в [10, 15] выше переходного слоя, причем T_0 считается постоянной: $T_0=10^6$ К.

Для учета влияния переходного слоя на решение системы (1)–(2) ее интегрирование проводилось с переменным шагом: малым вблизи переходного слоя и увеличивающимся к вершине петли. Сравнение с результатами расчетов, приведенных в [15], показало, что учет переходного слоя не оказывает существенного влияния на порог тепловой неустойчивости и практически не отличается от решений, полученных в [15] для граничных условий, взятых выше уровня переходного слоя.

При таком же граничном условии ($T_0=10^6$ К) в [10] аналитически получено соотношение подобия, связывающее между собой параметры петли:

$$T_M^{(7+2s-2t)/4} \propto p^{5/2} l_M E^{1/2}, \quad (3)$$

где T_M — температура в верхней точке петли; $p=2n\kappa T$ — давление; s , t и E — некоторые постоянные, характеризующие механизм нагрева в предположении: $E_H=E n^s T^t$. Подстановка в (3) результатов численных расчетов при различных значениях s , t и E показала, что (3) выполняется с точностью в несколько процентов для широкого диапазона изменений p и l_M . Это позволяет в дальнейшем использовать (3) при анализе вариаций рентгеновского излучения. Отметим, что (3) получено в предположении об отсутствии силы тяжести и лучистых потерь.

Рассмотрим вариации рентгеновского излучения корональной петли при ее эволюции. Поток рентгеновского излучения в спектральном интервале $[\lambda_1, \lambda_2]$ определяется интегрированием функции лучистых потерь в этом интервале по объему петли: $I_{\lambda_1, \lambda_2} = (A/2\pi L^2) \int_0^{l_M} R_{\lambda_1, \lambda_2}(T) n^2 dl$.

Здесь A — площадь сечения петли; L — астрономическая единица; R_{λ_1, λ_2} — функция лучистых потерь в диапазоне $[\lambda_1, \lambda_2]$. Для оценок аппроксимируем результаты численных расчетов аналитическими выражениями. Примеры расчетов распределений вдоль петли величин n и T , нормированных на значения при $l=l_M$, приведены на рис. 1 для трех

вариантов значений s и t . Видно, что для различных механизмов нагрева эти распределения близки между собой. Анализ различных вариантов расчетов показал, что зависимости температуры и концентрации плазмы от координаты l на высотах, больших высоты переходного слоя, можно представить (с ошибкой не более 10 %) в виде:

$$T/T_M = (l/l_M)^{0.23}, \quad (4a)$$

$$n/n_M = (l/l_M)^{-0.20}, \quad (4б)$$

приблизительно соответствующем условию изобаричности петли.

Наиболее подробные измерения потоков рентгеновского излучения систематически проводятся в диапазонах 0.1—0.8 нм и 0.8—2 нм [12],

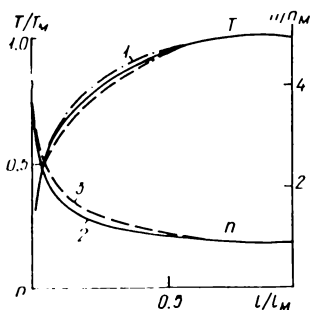
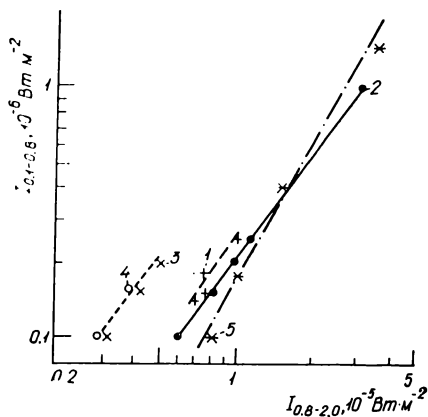


Рис. 1. Распределение температуры и концентрации плазмы вдоль петли. 1) $s=1, t=0$; 2) $s=t=0$; 3) $s=t=-1$

Рис. 2. Изменения потоков излучения в диапазонах 0.1—0.8 нм и 0.8—2 нм в процессе эволюции различных АО. 1) McMath № 12 306; 2) 12 336; 3) 12 447; 4) 12 535; 5) 13 043



определяемых эффективностью детекторов излучения. Ниже будем рассматривать потоки излучения в этих диапазонах. Для величин $R_{\lambda_1\lambda_2}(T)$ используем аналитическую аппроксимацию спектра [2], проинтегрированного в интервалах 0.1—0.8 нм и 0.8—2.0 нм. В области $2 \cdot 10^6 \text{ K} \leq T \leq 4 \cdot 10^6 \text{ K}$ аппроксимация имеет вид:

$R_{0.1-0.8} = 0.48 \cdot 10^{-9} T^{6.1}$ и $R_{0.8-2} = 0.73 \cdot 10^{-5} T^{1.6}$ ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2}$) при ошибке не более 20 % (где T выражена в 10^6 K , R соответствуют излучению плазмы с мерой эмиссии равной $3.2 \cdot 10^{43} \text{ м}^{-3}$). Используя полученные аппроксимации и выполняя интегрирование по длине петли, получаем с учетом условия $\rho = \text{const}$:

$$I_{0.1-0.8} \propto \rho^2 l_M T_M^{4.1}, \quad (5a)$$

$$I_{0.8-2} \propto \rho^2 l_M T_M^{-0.4}. \quad (5б)$$

Из (5) следует, что потоки излучения могут изменяться вследствие вариаций размеров петли или основных параметров плазмы: температуры в вершине петли и давления. В частности, при увеличении только T_M (например, за счет изменения скорости нагрева) поток $I_{0.1-0.8}$ возрастает, а $I_{0.8-2}$ уменьшается. Чтобы выяснить, какие параметры петли определяют вариации потока ее излучения, рассмотрим данные одновременных наблюдений $I_{0.1-0.8}$ и $I_{0.8-2}$.

Поскольку величины потоков в этих диапазонах, в основном, определяются излучением из АО [4], при исследовании вариаций излучения рассматривались моменты времени вблизи минимума солнечной активности, когда на видимом диске Солнца находилась одна АО и считалось, что изменения рентгеновского излучения Солнца обусловлены только ее эволюцией. На рис. 2 для таких моментов представлены ре-

зультаты измерений $I_{0.1-0.8}$ и $I_{0.8-2}$ на ИСЗ «Солрад-9» [12], номера АО указаны в соответствии с данными обсерватории McMath [12]. Из рисунка видно, что изменение потока $I_{0.1-0.8}$ от АО может достигать порядка величины, причем возрастание $I_{0.1-0.8}$ всегда сопровождается ростом $I_{0.8-2}$. Видно также, что связь $I_{0.8-2}$ и $I_{0.1-0.8}$ можно приближенно представить в виде степенной зависимости, причем показатель степени приблизительно одинаков для всех рассмотренных АО. Из обработки данных следует:

$$I_{(0.8-2)} \propto I_{(0.1-0.8)}^{0.6} \quad (6)$$

Аналогичная зависимость получена для рентгеновских потоков от всего Солнца при различных уровнях активности, когда на Солнце существовали одновременно несколько АО [5]. Рассмотрим, какие параметры АО обуславливают наблюдаемую закономерность изменения рентгеновских потоков.

Предположим, что p постоянно. В этом случае изменения рентгеновских потоков определяются величинами l_M и T_M . Следовательно из (5)—(6) можно исключить T и $I_{0.8-2}$. В результате приходим к выводу, что $I_{0.1-0.8} \propto l_M^{1.57}$. Из этого соотношения видно, что для наблюдаемого изменения $I_{0.1-0.8}$ на порядок необходимо изменение длины корональной петли в процессе эволюции АО в четыре раза. Основания петель обычно расположены вблизи пятен [9], расстояние между которыми меняется не столь сильно. Кроме того, согласно [16], значительный рост характерных размеров АО (на величину порядка 10^4 км, сравнимую с начальным размером) происходит лишь за первые сутки ее существования, а затем резко снижается. Для развитых АО, как показано в [3], площадь соответствующего флоккула постоянна, т. е. характерные размеры АО практически не меняются в течение многих суток. Отсюда следует, что изменение потоков рентгеновского излучения происходит при изменении давления p . Рассмотрим этот вариант. Пусть p изменяется при постоянных l_M и E . Подставив T из (3) в (5), и исключая p , получаем соотношение между $I_{0.8-2}$ и $I_{0.1-0.8}$ в виде степенной функции, зависящей от s и t . Сравнивая ее с (6), находим, что рассматриваемый случай может быть реализован, если механизм нагрева удовлетворяет следующему приближенному соотношению:

$$1.4 - s - 0.4t = 0. \quad (7)$$

Другой возможный вариант — одновременное изменение p и E при постоянной l_M . В этом случае, используя (3)—(5), можно показать, что $T \propto E^{\frac{0.4}{1.4-s-0.4t}}$. Поскольку ясно, что T должно возрастать с E , из этого соотношения следует:

$$1.4 - s - 0.4t > 0. \quad (8)$$

Анализ, аналогичный проведенному выше, показывает, что изменения потоков рентгеновского излучения, удовлетворяющие (5), возможны также в случае самосогласованных изменений p и l_M . При этом характер зависимости величины E от l_M может быть разным для различных механизмов нагрева [8]. Рассмотрение конкретных механизмов [8, 14] и их сопоставление с наблюдаемыми величинами изменения потоков рентгеновского излучения показали, что для этого случая наиболее возможным является механизм, соответствующий $s=t=0$ и постоянной величине E .

Сопоставление расчетов и одновременных наблюдений потоков $I_{0.1-0.8}$ и $I_{0.8-2}$ приводит к выводу, что изменения этих потоков всегда связаны с изменениями давления в петле. В стационарной петле оно определяется давлением в ее основании. Отсюда следует, что эволюция рентгеновского излучения АО связана с изменением давления в

хромосфере АО. В [1] показано, что яркость флоккула возрастает с температурой и концентрацией плазмы (т. е. давлением). Поскольку увеличению давления в основании петли соответствует увеличение потока рентгеновского излучения, то можно ожидать изменение потока рентгеновского излучения АО синхронно с ее яркостью. Сопоставление изменений во времени величин $I_{0.1-0.8}$ и балла яркости J в линии K Ca II по данным [12] для АО McMath № 12 336 и 12 417 представлено на рис. 3.

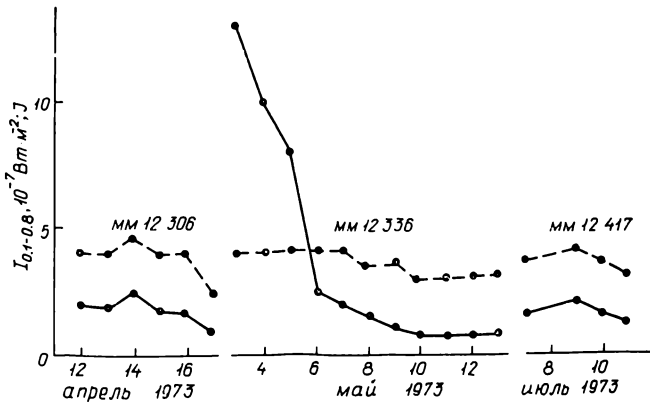


Рис. 3. Изменения потока излучения в диапазоне 0.1—0.8 нм (сплошные линии) и балла яркости в линии K Ca II (штриховые линии) в зависимости от времени для различных АО

Видно, что хотя балл яркости является очень приближенной характеристикой АО, ожидаемая тенденция одновременных изменений $I_{0.1-0.8}$ и J существует.

Основные выводы. 1. Потoki неспышечного компонента рентгеновского излучения отдельных АО в спектральных интервалах 0.1—0.8 нм и 0.8—2 нм изменяются синхронно и связаны степенной зависимостью: $I_{(0.8-2)} \propto I_{(0.1-0.8)}^{0.6}$. 2. Анализ численных расчетов потоков излучения показывает, что эти изменения потоков в процессе эволюции АО связаны с изменением давления в основаниях корональных петель (верхней хромосфере), сопровождающимся изменениями балла яркости АО.

1. Барановский Э. А., Степанян Н. Н. Изменение физических условий во флоккулах с их развитием // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1976.— 55.— С. 14—26.
2. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Урнов А. М. Термическое излучение солнечной короны в области $\lambda < 30$ А.— М., 1971.— 24 с.— (Препринт / АН СССР. Физ. ин-т; № 28).
3. Бочарова Н. Ю., Буров В. А., Иванов-Холодный Г. С. и др. Исследование основных закономерностей развития площади кальциевых флоккулов // Солнеч. данные.— 1981.— № 10.— С. 111—115.
4. Гувер Р. Б., Томас Р. Дж., Андервуд Д. Х. Солнечная рентгеновская астрономия // Наблюдения и прогноз солнечной активности / Под ред. П. Мак-Интош, М. М. Драйер.— М.: Мир, 1976.— С. 95—125.
5. Нусинов А. А. Связь между потоками рентгеновского излучения Солнца в различных спектральных интервалах // Тр. Ин-та прикл. геофизики.— 1986.— Вып. 68.— С. 70—89.
6. Antiochos S. K., Krall K. R. The evolution of soft X-ray emitting flare loops // Astrophys. J.— 1979.— 229, N 2.— P. 788—798.
7. Dere K. P. The XUV structure of solar active regions // Solar Phys.— 1982.— 75, N 1/2.— P. 189—203.
8. Ineson J. A. Electrodynamic coupling in magnetically confined X-ray plasmas of astrophysical origin // Astrophys. J.— 1983.— 271, N 2.— P. 778—792.
9. Pye J. P., Evans K. D., Hutcheon R. J. et al. The structure of X-ray bright corona above active region McMath 12628 and derived implications for the description of equilibria in the solar atmosphere // Astron. and Astrophys.— 1978.— 65, N 1.— P. 123—138.
10. Roberts B., Frankenthal S. The thermal statics of coronal loops // Solar Phys.— 1980.— 68, N 1.— P. 103—109.

11. *Rosner R., Tucker W. H., Vaiana C. S.* Dynamics of the quiescent solar corona // *Astrophys. J.*— 1978.— 220, N 2.— P. 643—665.
12. *Solar geophysical data.*— Boulder, NOAA, 1973—1974.
13. *Vesecky J. F., Antiochos S. K., Underwood J. H.* Numerical modelling of quasi-static coronal loops. I. Uniform energy input. // *Astrophys. J.*— 1979.— 233, N 3.— P. 987—997.
14. *Wentzel D. G.* On the role of hydromagnetic waves in the corona and the base of the solar wind // *Solar Phys.*— 1977.— 52, N 1.— P. 163—177.
15. *Wragg M. A., Priest E. R.* The temperature-density structure of coronal loops in hydrostatic equilibrium // *Ibid.*— 1981.— 70, N 2.— P. 293—313.
16. *Zwaan C.* The emergence of magnetic flux // *Ibid.*— 1985.— 100, N 1—2.— P. 397—414.

Ин-т прикл. геофизики им. Е. К. Федорова,
Москва

Поступила в редакцию 18.03.86,
после доработки 08.07.86