

АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ КОНДЕНСАЦИЙ, НАБЛЮДАЕМЫХ ЧЕРЕЗ ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ФИЛЬТРЫ

Я. СИЛВЕСТЕР

*Астрономическая обсерватория Вроцлавского Университета,
Вроцлав, Польша*

Абстракт: В работе проведен анализ рентгеновского излучения центральной части корональной конденсации на основании модели конденсации, разработанной Ландини и Монсиньори Фосси. Максимальную температуру и объёмную меру эмиссии в этой модели мы принимали в качестве переменных параметров, подбираемых на основании данных наблюдений. Использовались наблюдения, сделанные с борта ракеты «Вертикаль 1». Кроме того, на основании этих наблюдений были определены: мера эмиссии и температура центральной части конденсации в предположении, что эта область изотермична.

Сравнение результатов, полученных в первом и втором случаях, показывает значительное различие между термической и изотермической интерпретацией наблюдений.

Я хочу рассказать Вам о улучшенном методе анализа абсолютных значений рентгеновского потока, полученных на основании обработки широкополосных наблюдений корональных конденсаций.

Предлагаемые далее расчёты будут основаны на абсолютных величинах потока, полученных из обработки рентгеновских снимков корональных конденсаций, сделанных во время полёта ракеты «Вертикаль 1» 28 ноября 1970 г. (Подробное описание этого эксперимента находится в работе Кордылевского и др. (1973)). Измерения потоков рентгеновского излучения проводились при помощи фильтров: бериллиевого толщиной в 50 μ и алюминиевого толщиной в 6 μ . Эти потоки измерены только для центральной части конденсации (далее сокращено ц.ч.к.), наиболее хорошо изображённой на снимке, и далее они будут обозначены соответственно ϕ_1 и ϕ_2 .

В этой работе анализ был проведён на основании термической модели конденсации, разработанной Ландини и Монсиньори Фосси (1971).

На первом рисунке изображена модель конденсации Л. и МФ, как зависимость дифферен-

Abstract: The analysis of the X-ray radiation from the central core of a coronal condensation was carried out on the basis of the condensation model of Landini and Monsignor Fossi. The maximum temperature and emission measure in this model were treated as variable parameters, and their values were chosen on the basis of observational data. The observations made from the rocket "Vertikal 1" were used in the analysis. Moreover, from the same observations, the temperature and emission measure of the condensation core were estimated, assuming an isothermal model of this region.

The comparison of the results, obtained from these two approaches, shows significant differences between the non-isothermal and isothermal interpretation of the observations.

циальной меры эмиссии от температуры для всей конденсации — пунктир, для ц.ч.к. — толстая линия. Последнюю зависимость обозначим $\phi(T)$.

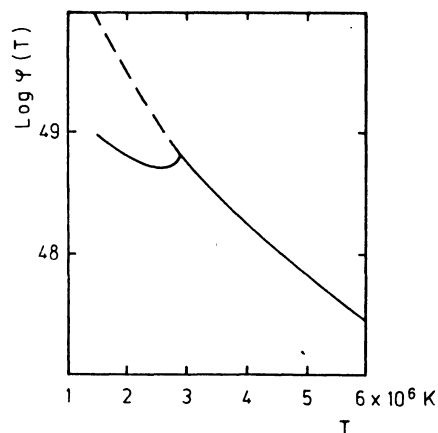


Рис. 1.

На втором рисунке мы видим схематический разрез конденсации Л. и МФ. Центральная часть конденсации — это заштрихованная область. Модель ц.ч. можно получить из модели всей конденсации, учитывая несложные гео-

метрические соотношения, принимая диаметр ц.ч. (у нас его величина в 2 минуты дуги), и зная зависимость температуры от расстояния от центра конденсации. Измеряемый поток излучения образуется главным образом в ц.ч.к., что было подтверждено расчётами.

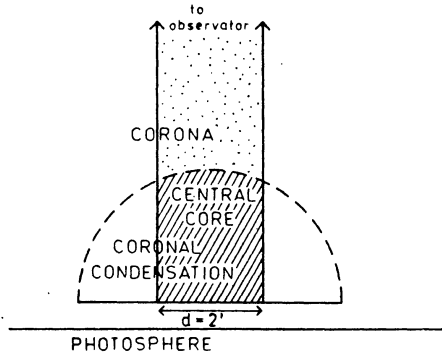


Рис. 2.

Теперь перейдём к рассмотрению образования потока излучения в ц.ч.к. Как известно, в корональных условиях преобладающую роль играют ударные возбуждения и ионизации, уравниваемые радиационными переходами вниз и рекомбинациями, дающими кванты излучения.

Можно показать, что число квантов $n_0(\lambda)$, образующихся в единичном объёме конденсации в единицу времени, в единичном диапазоне длин волн вокруг длины волны λ можно записать как

$$n_0(\lambda) = S(\lambda, T) N_e^2.$$

В этой записи « S » обозначает частоту переходов, рассчитанную на единицу концентрации. В « S » учтены переходы: свободно-свободные, свободно-связанные и связанно-связанные.

Чтобы вычислить количество квантов $n(\lambda)$, образующихся в модели ц.ч.к., надо величину $n_0(\lambda)$ проинтегрировать по объёму V этой модели:

$$n(\lambda) = \int_V n_0(\lambda) dV = \int_V C(\lambda, T) N_e^2 dV = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} C(\lambda, T) N_e^2 \frac{dV}{dT} dT =$$

$$\int_{T_{\text{cor}}}^{T_{\max}} C(\lambda, T) \varphi(T) dT,$$

где $N_e^2 \frac{dV}{dT} = \varphi(T)$ взято из модели ц.ч.к., T_{\min} —

это минимальная температура в модели: мы приняли, что она равна $T_{\text{cor}} = 1,5 \cdot 10^6$ °К. Температура T_{\max} берётся как переменная, подбираемая на основании наблюдений.

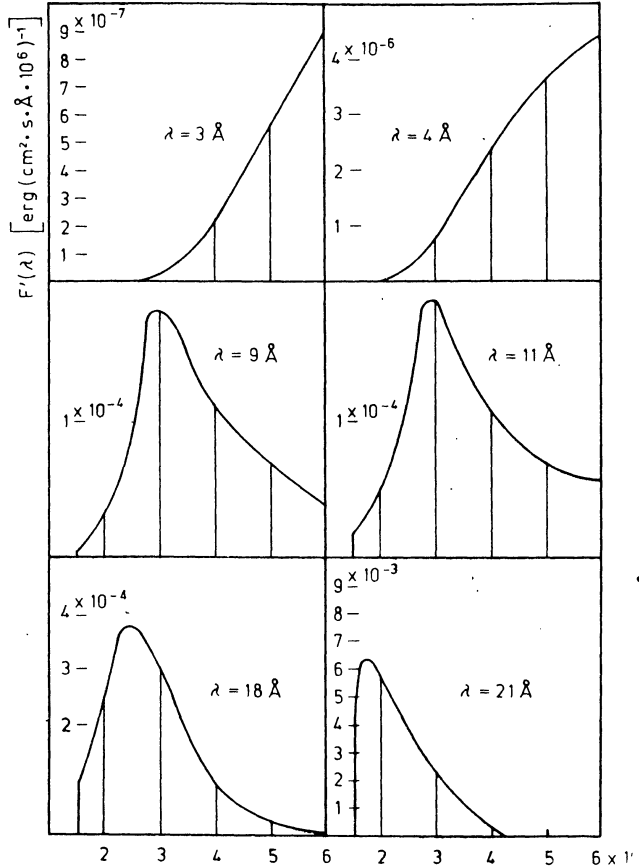


Рис. 3.

Поток излучения, соответствующий ц.ч.к. на расстоянии 1 а.е., будет:

$$F(\lambda) = \int_{T_{\text{cor}}}^{T_{\max}} \frac{C(\lambda, T) h\nu}{4\pi R^2} \varphi(T) dT = \int_{T_{\text{cor}}}^{T_{\max}} \underbrace{f(\lambda, T) \varphi(T)}_{F'(\lambda, T)} dT.$$

Значения функций $f(\lambda, T)$ были взяты по Бейгману и др. (1971). Интересно обсудить ход подынтегральной функции $F'(\lambda, T)$, которая определяет вклад потока, формирующегося в слое конденсации с температурой в пределах $T, T + dT$, в полный поток. Проследивая температурный ход $F'(\lambda, T)$, изображённый на рис. 3 для некоторых длин волн, видим, что:

— вблизи длины волны 4 Å поток образуется главным образом в высокотемператур-

ных слоях конденсации с температурой выше 3×10^6 °К,

— около длины волны 10 \AA поток образуется в части конденсации с температурой в $2\text{--}3 \times 10^6$ °К,

— для длин волн больше 15 \AA поток образуется главным образом в низкотемпературных областях конденсации с температурой в $1,5\text{--}2 \times 10^6$ °К.

Возвращаясь к полному потоку $F(\lambda)$, его вели-

сле прохождения через фильтры, использованные в наших наблюдениях. Пусть

$\tau_1(\lambda)$ — пропускная способность алюминиевого фильтра, [Al],

$\tau_2(\lambda)$ — пропускная способность бериллиевого фильтра [Be].

После перехода через фильтры поток $F(\lambda)$ будет:

$F(\lambda)\tau_1(\lambda)$ после Al

$F(\lambda)\tau_2(\lambda)$ после Be.

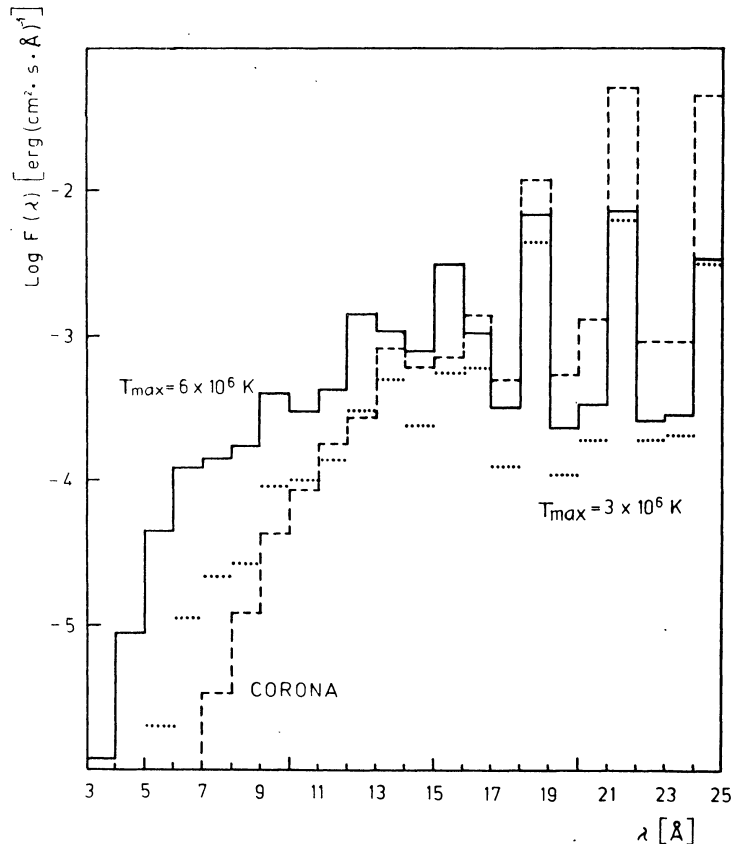


Рис. 4.

чины получаем, принимая разные значения максимальной температуры в модели. Результаты мы видим на рис. 4. На этом рисунке обозначены значения потока $F(\lambda)$ для максимальных температур 6 и 3×10^6 °К и поток излучения, соответствующий всей спокойной короне с температурой $1,5 \times 10^6$ °К и объёмной мерой эмиссии 10^{50} cm^{-3} . Из рисунка видно, что для длин волн меньше 10 \AA преобладающую роль в излучении Солнца играет излучение активных областей с температурой больше 2×10^6 °К, на что указывается также в других работах.

Теперь перейдём к рассмотрению потока по-

Соответствующие интегральные потоки будут:

$$F_1 = \int_0^{\infty} F(\lambda) \tau_1(\lambda) d\lambda,$$

$$F_2 = \int_0^{\infty} F(\lambda) \tau_2(\lambda) d\lambda.$$

Эти величины можно сравнивать соответственно с наблюдаемыми потоками ϕ_1 и ϕ_2 ,

Сначала сравним отношение $\frac{F_1}{F_2}$ с отношением $\frac{\phi_1}{\phi_2}$. Оказывается, что можно так подобрать величину T_{max} , от которой зависит соотно-

шение $\frac{F_1}{F_2}$, чтобы получить равенство

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{\phi_1}{\phi_2}$$

Это сделано на рис. 5 — смотрите на жирную линию.

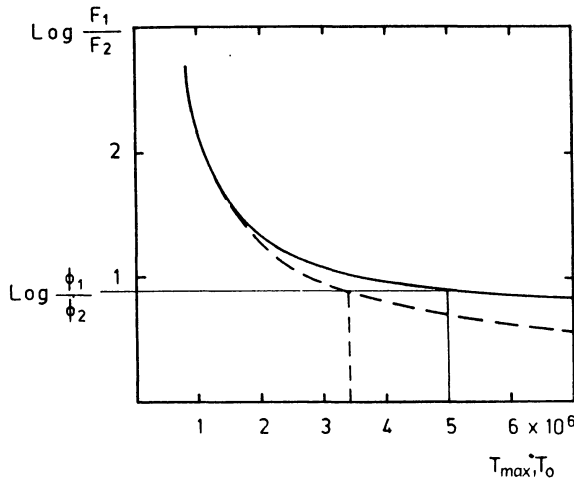


Рис. 5.

Таким образом, получаем оценку максимальной температуры в наблюдаемой конденсации. Иногда для грубых оценок предполагается, что корональная конденсация изотермична, и тогда на основании значения $\frac{\phi_1}{\phi_2}$ определяем так называемую «изотермическую» температуру T_0 — смотри пунктир на рис. 5. Затем для каждого абсолютного значения потока ϕ_1 и ϕ_2 можно определить значение объёмной меры эмиссии, соответствующей наблюдаемой части конденсации. Для этого предполагаем, что распределение дифференциальной меры эмиссии в рассматриваемой области определяется функцией $\psi(T)$

$$\psi(T) = k \cdot \varphi(T).$$

Используя уже полученные выражения, поток излучения, соответствующий такой модели, будет после перехода через фильтр «i»:

$$F_i = k_i \int_0^\infty \tau_i(\lambda) d\lambda \int_{T_{cor}}^{T_{max}} f(\lambda, T) dT.$$

Подбирая величину k_i , можно довести до равенства:

$$F_i = \phi_i.$$

Значение величины k_i определяет полную меру эмиссии в исследуемой конденсации по формуле:

$$Y_i = \int_{T_{cor}}^{T_{max}} k_i \varphi(T) dT.$$

Используя изотермическую модель, значение «изотермической» меры эмиссии Y_0 получаем из следующих зависимостей:

$$F_{i0} = \phi_i; \quad F_{i0} = \varphi_0 k_{i0} \int_0^\infty f(\lambda, T) \tau_i(\lambda) d\lambda;$$

$$\varphi_0 = \int_T \varphi(T) dT; \quad Y_0 = \varphi_0 k_{i0}.$$

До сих пор определения как температуры, так и меры эмиссии активной области проводились главным образом на основании изотермической модели. Интересным является сравнение значений температуры и меры эмиссии, полученных для термической (Л. и МФ.) и изотермической моделей. Сравнение было сделано на основании анализированных здесь наблюдений — смотри таблицу 1

Таблица 1

	Temperature	Emission measure
Isothermal model	$T_0 = 13.4 \times 10^6$	$Y_0 = 9 \times 10^{48}$
Thermal model L and MF	$T_{max} = 5.0 \times 10^6$	$Y = 2 \times 10^{49}$

Из полученных результатов наиболее важным кажется выявление существенной и значительной разницы между термической и изотермической интерпретацией широкополосных наблюдений активных областей на Солнце, которая особенно сказывается при получении величины меры эмиссии. При этом физический смысл температуры T_{max} , определённой на основании модели Л. и МФ., проще, чем смысл «изотермической» температуры.

Литература

BEIGMAN, I. L., VAINSTEIN, L. A., and URNOV, A. M. (1971): Preprint No. 28. Lebedev Physical Institute, Moscow.
KORDYLEWSKI, Z. et al. (1973): Space Research, XIII,

787.

LANDINI, M. and MONSIGNORI FOSSI, B. C. (1971): Solar Phys., 17, 379.