

Э. Р. МУСТЕЛЬ

**ОБ ИСТОЛКОВАНИИ КАЛЬЦИЕВЫХ И ВОДОРОДНЫХ
СПЕКТРОГЕЛИОГРАММ**

(Представлено академиком Г. А. Шайном 5 XI 1951)

Основным вопросом при истолковании кальциевых и водородных спектрогелиограмм является вопрос о происхождении энергии, излучаемой флоккулами в линиях H и K, Ca II и в линиях бальмеровской серии*. Здесь имеются две возможности: а) указанная энергия есть результат процессов флуоресценции в хромосфере над факелами, б) хромосфера над факелами аномально сильно нагрета (аномальное повышение кинетической температуры хромосферы).

Конкретная разработка первого механизма принадлежит В. А. Амбарцумяну (1). Второй механизм, выдвинутый Унзольдом, в последнее время рассматривался В. А. Кратом (2) и Кипенхейером (3).

Совершенно очевидно, что оба указанных механизма не исключают друг друга. Однако для изучения физических свойств флоккульных областей установление того, какой из них в каждом отдельном случае основной, является первоочередной задачей.

С качественной стороны обсуждение рассматриваемой проблемы выполнено В. А. Кратом (2). Однако только количественный анализ может дать нам достаточно правдоподобные сведения о физических условиях, господствующих во флоккулах.

С тем чтобы конкретизировать задачу мы поставим вопрос, что является основным для механизма излучения в линиях H и K и линиях бальмеровской серии спектра флоккулов — рекомбинации или возбуждающие столкновения**. Сравним сначала излучение в линии K, с одной стороны, и линии H_{α} — с другой, считая в обоих случаях основным механизмом свечения рекомбинации на верхний уровень. Отношение числа захватов на соответствующие уровни будет:

$$A = \frac{[N_{f \rightarrow 2}]_K}{[N_{f \rightarrow 3}]_{H_{\alpha}}} \sim \frac{N(\text{Ca III})}{N(\text{H II})} \frac{[\varphi(T_{\text{кин}})]_K}{[\varphi(T_{\text{кин}})]_{H_{\alpha}}}, \quad (1)$$

где $N(\text{Ca III})$ — число дважды ионизованных атомов Ca над 1 см^2 основания флоккула; $N(\text{H II})$ — соответственное число протонов; функция $\varphi(T_{\text{кин}})$ — вероятность фоторекомбинаций, зависящая только от кинетической температуры электронного газа:

$$n_e \varphi(T_{\text{кин}}) = \int_0^{\infty} \beta_{\nu}(\nu) \frac{dn_e}{d\nu} d\nu, \quad (2)$$

причем β_{ν} — эффективное сечение для рекомбинаций.

* Главным образом в линиях H_{α} и H_{β} . В остальных линиях флоккулы на гелиограммах чаще всего оказываются темными.

** Обычно непосредственные возбуждающие столкновения являются более эффективными, чем ионизация атомов столкновениями с последующими рекомбинациями.

Так как функция $\varphi(T_{\text{кин}})$ весьма слабо зависит от $T_{\text{кин}}$, мы не делаем никакой заметной ошибки, приняв $T_{\text{кин}} = 7500^\circ$ (см. далее). В этом случае находим $[\varphi(T_{\text{кин}})]_K = 1,68 \cdot 10^{-13}$, $[\varphi(T_{\text{кин}})]_{H\alpha} = 5,0 \cdot 10^{-14}$. Иначе,

$$A \simeq 3,4 \frac{N(\text{Ca III})}{N(\text{H II})}. \quad (3)$$

Если бы потенциал ионизации у Ca II и H был бы одинаковым, отношение $N(\text{Ca III}) : N(\text{H II})$ было бы примерно равным относительному содержанию Ca и H, т. е. величине порядка $2 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-6}$. В действительности этот потенциал у Ca II на 1,7 эв меньше, чем у водорода, и, следовательно, Ca II должен быть более сильно ионизован, чем водород. Однако ясно, что в данном случае степень ионизации Ca II не может (из-за относительной малости разности $\Delta\chi \simeq 1,7$ эв) более чем на порядок и, в самом крайнем случае, на два превосходить степень ионизации водорода. Но тогда отношение A будет по порядку равно 10^{-3} . Следовательно, если бы свечение в линии K определялось рекомбинационными процессами, яркость линии $H\alpha$ на три порядка превосходила бы яркость линии K , что полностью противоречит наблюдениям. Таким образом, излучение в линии K во флоккулах должно определяться столкновениями атомов Ca II с электронами. То, что здесь мы не имеем дела с рекомбинациями, подтверждается и другими расчетами.

Оценим приближенно температурные условия, необходимые для создания наблюдаемого излучения в линии K_2 (или H_2). В состоянии равновесия число возбуждающих столкновений $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{CT}}$ должно равняться числу обратных переходов $N_{2 \rightarrow 1}$, сопровождаемых излучением. Если числа $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{CT}}$ и $N_{2 \rightarrow 1}$ отнесены к столбику, расположенному над 1 см^2 основания флоккула, то

$$N_{1 \rightarrow 2}^{\text{CT}} = N_1(\text{Ca II}) n_e \bar{q}_{12} \left(\frac{8kT_{\text{кин}}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{E_{12}}{kT_{\text{кин}}} \right) e^{-E_2/kT_{\text{кин}}}, \quad (4)$$

где $N_1(\text{Ca II})$ — число атомов Ca II в первом состоянии также над 1 см^2 основания флоккула; \bar{q}_{12} — среднее эффективное сечение для возбуждающих столкновений, которое мы примем равным 10^{-16} см^2 , и, наконец, E_{12} — энергия возбуждения. Для $N_{2 \rightarrow 1}$ имеем:

$$N_{2 \rightarrow 1} \simeq 4\pi \int I_\lambda \frac{d\lambda}{h\nu}, \quad (5)$$

причем интегрирование распространено по всей линии K_2 (или H_2).

Для нахождения величины $N_1(\text{Ca II})$ мною была сфотографирована линия K_2 в спектре ряда флоккулов с помощью спектрогелиографа Крымской обсерватории (4). При этом вторая его щель была широко раскрыта. Определение $N_1(\text{Ca II})$ по измеренному контуру K_2 -линии производилось согласно известной формуле, учитывающей самопоглощение:

$$I_\lambda = P(1 - e^{-N_1 \bar{k}_\lambda}), \quad (6)$$

где P — отношение коэффициента излучения j_λ к коэффициенту поглощения k_λ . Коэффициент \bar{k}_λ для линий K_2 и H_2 определяется в основном эффектом Доплера. При этом следует рассмотреть два крайних случая: а) излучение в линиях K_2 и H_2 образуется преимущественно в низких слоях хромосферы; б) оно образуется в высоких слоях хромосферы. В первом случае мы турбуленцией можем пренебречь (5, 6), и доплерова ширина $\Delta\lambda_D$ определяется чисто тепловыми движениями. Во втором случае следует учесть турбулентные движения, скорости которых, согласно О. А. Мельникову, В. П. Вязани-

цыну, А. Унзольду и другим, равны по порядку 15 км/сек. (сводку определения v_t см. (7), стр. 461).

В первом случае подгонка теоретической формулы (6) к наблюдениям дает числа $N_1(\text{Ca II}) \simeq 10^{16} - 2 \cdot 10^{16}$, что совпадает с хромосферным значением, полученным Силлие и Мензелом (5). Во втором случае получается $N_1(\text{Ca II}) \simeq 2 \cdot 10^{13}$.

Для n_e в качестве максимального значения мы можем принять число $5 \cdot 10^{11}$. Уже $n_e \simeq 10^{12}$ соответствует слабым хромосферным вспышкам, а $n_e \simeq 3 \cdot 10^{12}$ — сильным (8).

Далее, $T_{\text{кин}}$ во флоккулах не может заметно превышать 7500° . Действительно, повышение температуры хромосферы (ее нижних и средних слоев) до 10000° привело бы, особенно вблизи максимума солнечной деятельности*, к исключительно сильному увеличению ионизации ионосферы, к резкому увеличению радиоизлучения и т. д. Поэтому для подсчетов мы возьмем число $T_{\text{кин}} = 7500^\circ$.

Принимая все указанные числа, мы находим, что при $N_1(\text{Ca II}) = 2 \cdot 10^{16}$ величина $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{CT}} \simeq 2,5 \cdot 10^{18}$, а при $N_1(\text{Ca II}) = 2 \cdot 10^{13}$ она же равна $2,5 \cdot 10^{15}$. С другой стороны, для среднего флоккула, с центральной остаточной интенсивностью линий K_2 и H_2 порядка 0,3, мы для $N_{2 \rightarrow 1}$ на основании (5) находим число 10^{18} . Из сравнения полученных данных вытекает, что: 1) кальциевые флоккулы располагаются в нижних слоях хромосферы со слабой турбулентностью**, 2) температура $T_{\text{кин}} \simeq 7500^\circ$ вполне достаточна для создания необходимого излучения в линиях K_2 и H_2 . Если \bar{q}_{12} больше 10^{-16} , эта температура еще понизится. Что же касается уровня залегания кальциевых флоккулов, то наш вывод полностью согласуется с непосредственными измерениями Е. Я. Перепелкина (9), давшими высоту 1300 км.

Обсудим теперь кратко до сих пор не решенный вопрос о происхождении центральных линий K_3 и H_3 . Мы считаем, что их наличие связано с убыванием величины P наружу. В том, что это ведет к появлению темного обращения, легко убедиться из формулы:

$$I_\lambda = \int_0^\infty P e^{-\tau_\lambda} d\tau_\lambda. \quad (7)$$

Сделанный вывод согласуется с последними результатами Вальдмейера (10), нашедшего, что в факелах, т. е. непосредственно под флоккулами, величина P также убывает наружу, начиная со средней оптической толщи $\bar{\tau} \simeq 0,6$.

Перейдем теперь к линиям бальмеровской серии, причем ограничимся линией H_α . Оценим, при вышеуказанных условиях, эффективность возбуждающих столкновений для линии H_α . Для этого мы вновь можем воспользоваться формулами (4) и (5). Величину $N_1(\text{H})$ мы можем приближенно определить так. Судя по всем данным, ионизация водорода во флоккулах мало отличается от таковой же в невозмущенной хромосфере. С другой стороны, в нижних слоях последней водород в основном нейтрален (11). Следовательно, $N_1(\text{H})$ во флоккулах и в невозмущенной хромосфере должно быть примерно одинаковым. Далее, число атомов в хромосфере составляет около одной тысячной от числа атомов в обрабатываемом слое, равного примерно $5 \cdot 10^{24}$. Таким образом, для $N_1(\text{H})$ во флоккулах мы примем число $5 \cdot 10^{21}$.

* Когда площадь, занимаемая флоккулами, всего на порядок меньше общей площади солнечного диска.

** Легко показать, что тот же вывод сохранился бы и при принятии бесконечно большой температуры.

Вводя в (4) $n_e = 5 \cdot 10^{11}$, $N_1(H) = 5 \cdot 10^{21}$, $\bar{q}_{13} = 10^{-16}$, $T_{кин} = 7500^\circ$, мы находим, что для H_α $N_{1 \rightarrow 3}^{ст} \simeq 2 \cdot 10^{18}$. Примерно $N_{3 \rightarrow 1} \simeq 2 \cdot 10^{18}$ получается по формуле (5) и для среднего H_α -флоккула. Таким образом, при рассматриваемых условиях эффективность возбуждающих столкновений могла бы быть вполне достаточной, если в принятых величинах \bar{q}_{13} и $N_1(H)$ не содержится заметной ошибки (см. далее).

Сравним теперь эффективность рекомбинаций и возбуждающих столкновений для линии H_α . Соответствующее отношение

$$\frac{N_{f \rightarrow 3}}{N_{1 \rightarrow 3}} = \left\{ \frac{[\Phi(T_{кин})]H_\alpha}{\bar{q}_{13} \left(\frac{8kT_{кин}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{E_{13}}{kT_{кин}} \right) e^{-E_{13}/kT_{кин}}} \right\} \left\{ \frac{N(HII)}{N_1(H)} \right\}. \quad (8)$$

При $T_{кин} = 7500^\circ$ и $\bar{q}_{13} = 10^{-16}$ первая фигурная скобка равна 58. Во второй фигурной скобке $N_1(H) \simeq 5 \cdot 10^{21}$. Минимальное значение $N(HII)$ во флоккулах мы можем найти, проинтегрировав по высоте n_e в невозмущенной хромосфере. Действительно: 1) n_e в хромосфере определяется ионизацией водорода, 2) ионизация последнего во флоккулах выше, чем в невозмущенной хромосфере. При этом получается $[N(HII)]_{мин} \simeq 5 \cdot 10^{19}$. В результате минимальное отношение $N_{f \rightarrow 3} : N_{1 \rightarrow 3}^{ст}$ оказывается порядка единицы.

Таким образом, согласно проведенным подсчетам, возбуждающие столкновения с электронами и рекомбинации играют для H_α сравнимую роль. Если же $\bar{q}_{13} < 10^{-16}$, на что имеются некоторые указания, то основная роль должна принадлежать рекомбинациям.

Обсудим кратко вопрос о происхождении повышенной кинетической температуры во флоккулах и аномальной ионизации водорода, тесно связанный с аномальным градиентом температуры в факелах.

Автор считает, что аномальные условия во флоккулах, аномальный температурный градиент в факелах*, аномальная ионизация Ca II и других элементов в факелах — все это является результатом залегания в указанных областях высоко нагретой корональной материи, которая сосуществует с обычной низкотемпературной материей.

Влияние корональной материи на низкотемпературную должно проявляться сильнее всего для высоких энергий возбуждения и ионизации, что и имеет место в действительности. Такое сосуществование двух различных фаз состояния материи наблюдается, например, в протуберанцах. Указанная гипотеза согласуется с тем, что как раз над факельными областями монохроматическое излучение короны значительно усилено.

Внезапным и интенсивным выносом корональной материи наружу в хромосферу можно было бы объяснить и хромосферные вспышки.

Крымская астрофизическая обсерватория
Академии наук СССР

Поступило
1 XI 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. А. Амбарцумян, Теоретическая астрофизика, 1939, стр. 78—80.
² В. А. Крат, Усп. астр. наук, 3, 87 (1947). ³ К. Киренхейер, Ann. d'Astrophys., 9, 42 (1946). ⁴ А. Б. Северный и Г. А. Монин, Изв. Крымск. астр. обс., 7, 113 (1951). ⁵ G. Cillie and D. Menzel, H. C., 410. ⁶ R. Redman, M. N., 102, 140 (1942). ⁷ А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, 1949. ⁸ Э. Р. Мустель и А. Б. Северный, ДАН, 80, № 6 (1951). ⁹ Е. Я. Перепелкин, Курс астрофизики и звездной астрономии, 2, 1936, стр. 78. ¹⁰ M. Waldmeier, Zs. f. Astrophysik, 26, 147 (1949). ¹¹ И. Шкловский, ДАН, 68, 1009 (1949).

* Как лучевое, так и конвективное равновесие там отсутствуют ((?), стр. 405).