

ВОЗБУЖДЕНИЕ СПЕКТРА СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ В ОБЛАСТИ $1,8 \text{ \AA}$

Л. А. Вайнштейн, И. А. Житник,
В. В. Корнеев, С. Л. Мандельштам

В работе /1/ описан спектр в области $1,8 \text{ \AA}$ рентгеновских вспышек на Солнце, полученный на спутнике "Интеркосмос-4" с разрешением до $0,0004 \text{ \AA}$. Настоящая работа посвящена интерпретации спектра. Спектр в области $1,8 \text{ \AA}$ (FeXXV-XXIII) был получен и обсуждался в ряде работ (см. /1/), но достигнутое разрешение было в 2-3 раза хуже, и большая часть линий не разрешалась. При интерпретации спектра не учитывалась тонкая структура, которая в данном случае того же порядка, что расщепление на термы. Поэтому в исследуемом интервале оказывается большое число линий, не группирующихся в четкие группы, и необходим достаточно точный предварительный расчет длин волн линий и оценка их интенсивностей.

В настоящей работе также как в /1/ использовались длины волн, вычисленные в /4/ с точностью $\sim 0,001 \text{ \AA}$ и заметно отличающиеся от вычисленных в /2/ и экстраполяции данных /3/. Одновременно вычислялись ширины автоионизационных уровней, определяющие скорость заселения через диалектронную рекомбинацию. Важность этого механизма уже отмечалась в /3,5,6/.

Спектр в области $1,850-1,870 \text{ \AA}$ включает линии FeXXV (2^1P , 2^3P , 2^3S-1^1S) и сателлиты - переходы $1s-2p$ с автоионизационных уровней $1s2p2s$, $1s2p^2$, $1s2p3l$ FeXXIV и др. Благодаря большому z вероятность излучательного перехода Λ часто оказывается больше вероятности автоионизации Γ /4/, т.е. автоионизация почти не ослабляет линий. В случае меньших z сателлиты весьма слабы /9/.

Уровни $1s2pn1$ могут возбуждаться путем диалектронной рекомбинации: $\text{FeXXV}(1s^2) + e \rightarrow \text{FeXXIV}(1s2pn1)$. Используя

принцип детального баланса получаем для интенсивности сателлита $\chi - \chi_0$, отнесенной к интенсивности резонансной линии

$$I'(\chi - \chi_0) = c' \delta \nu \exp(\delta \beta), \quad \delta \beta = \frac{\delta E}{\theta} = \frac{(z-1)^2}{n^2 \theta}, \quad (1)$$

$$c' = 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{\varepsilon(\chi) \Gamma(\chi)}{\varepsilon_0 \delta E_{01} \delta E} \frac{A(\chi - \chi_0)}{A(\chi) + \Gamma(\chi)} =$$

$$= 6,3 \cdot 10^{-4} n^2 \varepsilon(\chi) \Gamma(\chi) \frac{A(\chi - \chi_0)}{A(\chi) + \Gamma(\chi)}. \quad (2)$$

Здесь σ , E_{01} - полное сечение (в единицах Å^2) и энергия (в единицах Ry) перехода 1^1S-2^1P , δE - энергия связи рекомбинирующего электрона, $\theta = kT/Ry$, Γ и A - в ед. 10^{13}сек^{-1} ; ε_0 , ε_χ - статвеса (в данном случае $\varepsilon_0 = 1$), $z = 25$.

Величину $\Gamma(\chi)$ можно приближенно выразить через парциальное сечение $\sigma(1LSJ)$ возбуждения уровня 2^1P (см. например, /7/). В результате получим

$$c' \approx \frac{2 E_{01} - \delta E \sigma(1LSJ)}{n E_{01} \sigma} \quad (3)$$

Эта формула, строго говоря, справедлива лишь при $n \gg 1$, но дает разумную оценку и при $n = 2, 3$.

Уровни $1s2p2s$ могут возбуждаться помимо диэлектронной рекомбинации путем прямого возбуждения внутренней оболочки Fe_{XXIV} . Это дает дополнительный вклад в интенсивность

$$I'(\chi - \chi_0) = \frac{N_{z-1}}{N_z} \frac{\sigma(\chi)}{\sigma(2^1P)} \frac{A(\chi - \chi_0)}{A(\chi) + \Gamma(\chi)} = c'' \delta \nu \exp(\delta \beta), \quad (4)$$

$$c'' = \left(\frac{z-1}{76} \right)^4 \left(1 + \frac{\alpha_d}{\alpha_y} \right) \frac{\sigma(\chi)}{\sigma(2^1P)} \frac{A(\chi - \chi_0)}{A(\chi) + \Gamma(\chi)},$$

где численный фактор получен из /8/; отношение скоростей излучательной и диэлектронной рекомбинации $\alpha_d/\alpha_y = 0,25$ при $T =$

$= 20 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. Поскольку расчет сечений $\sigma(\gamma)$ с учетом перемешивания термов не производился, можно положить $\sigma(\gamma) \sim g_{\gamma} A(\gamma)$. Используя табл. 2 в /4/, находим

$$g_{\gamma} > \frac{\sigma(\gamma)}{66(2^1P)} \approx \frac{g_{\gamma} A(\gamma)}{26}. \quad (5)$$

Как видно, при $z = 25 \text{ c}'' = 0,01 g_{\gamma} \sim \text{c}'$. Для $z = 10 \text{ c}'' = 10^{-4} \text{ c}'$, т.е. механизм возбуждения внутренней оболочки Li-подобного иона эффективен лишь при $z < 20$.

Расчет интенсивностей He-подобных линий подробно рассмотрен в /3/. При $z < 15$ заселение уровня 2^3S в основном определяется каскадом с $2^3P_{2,0}$, а прямое возбуждение мало существенно. В нашем случае ($z = 25$) уровень 2^3P_2 высвечивается в основное состояние 1^1S_0 путем магнито-квадрупольного перехода. Оставшийся каскад через 2^3P_0 в 6 раз меньше, и следует ожидать существенного уменьшения $i(2^3S-1^1S)$.

Относительная интенсивность линий FeXXV практически не зависит от температуры, в то время как интенсивность спутников согласно (1) и (4) $\sim \delta \rho \exp(\delta \rho)$. Это позволяет оценить температуру области, ответственной за излучение спутников. Нужно подчеркнуть, что спутники в этом отношении весьма удобны, поскольку их относительная интенсивность падает с ростом температуры, в то время как абсолютная интенсивность всех линий растет. В частности, в случае возбуждения нетепловыми электронами относительная интенсивность спутников мала. Важно также, что спутники расположены близко от резонансной линии, что снимает вопрос о калибровке прибора.

Используя приведенные выше оценки интенсивностей и результаты расчета длин волн и вероятностей A, Γ из /4/, была проведена интерпретация спектра, полученного в /1/. Все необходимые при этом сечения вычислялись в Борн-Кулоновском приближении. По интенсивности наиболее яркого спутника $I, 866 \text{ \AA}$ был определен параметр $\delta \rho = 1,37$ и температура $T = 17 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. Рассчитанные интенсивности приведены в последнем столбце таблицы в /1/.

Из этой таблицы видно, что расчет дал для некоторых переходов заниженные интенсивности. Согласно с экспериментом несколько улучшится, если принять меньшие сечения ионизации, т.е.

меньшие s'' . Тем не менее ряд линий (I,852; I,858; I,8615 Å) остается существенно сильнее расчетных. К тому же в таблице не приведены некоторые слабые линии. Вероятно, по крайней мере часть из них связана с переходами с уровней $1s2p3l$, для которых расчет длин волн еще не завершен. Измеренная интенсивность линий 2^2P-1^1S оказалась близкой к расчетной \ast), в то же время интенсивность запрещенной линии 2^3S-1^1S значительно выше ожидавшейся (см. выше). Следует, однако, отметить, что наблюдавшаяся линия I,868 Å, по-видимому, включает две компоненты, из которых более интенсивная лежит ближе к I,869 Å.

В заключение отметим следующее обстоятельство. Резонансная линия имеет весьма широкий контур (шире линии I,866 Å), как будто состоящий из 2-3 компонент сравнимой интенсивности. Объяснить это спутниками не представляется возможным. Быть может, имеется 2-3 области, движущиеся относительно друг друга со скоростью 50-100 км/сек. В настоящей работе и в /I/ это обстоятельство не учитывалось и бралась интенсивность в максимуме.

\ast) По-видимому, это первое наблюдение магнито-квадрупольного перехода в явной форме.

Поступила в редакцию
20 декабря 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Н. Васильев, Ю. И. Гринева, И. А. Житник и др. Краткие сообщения по физике, 3, 29, (1972).
2. L. L. House. *Aph. J.*, 18, 21 (1969).
3. A. H. Gabriel, C. Jordan. *Nature*, 221, 947 (1969); *Mon. Not. R.A.S.*, 145, 241 (1969).
4. Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова. Краткие сообщения по физике, 3, 40, (1972).
5. A. B. C. Walker, H. R. Rugge. *Astron. a. Astroph.*, 5, 4 (1970).

6. G. A. Doschek, J. F. Meekins, R. W. Kreplin, T. A. Chubb, H. Friedman. Препринт NRL, 9.IY.71.
7. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сняев. УФН, 95, 267 (1968).
8. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, А. М. Урнов. Препринт ФИАН № 28 (1971).
9. A. H. Gabriel, T. M. Paget. Препринт 1971.