ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XXVI 1958 3

АСТРОФИЗИКА

А. А. Никитин

Некоторые оценки интенсивностей линий гелия в звездных спектрах в случае нестационарной задачи

(Представлено В. А. Амбарцумяном 31. XII. 1957)

В спектре Солнца, а также в спектрах многих звезд, линии гелия, связанные с уровнем 2^3S, довольно быстро изменяют свою интенсивность с течением времени. Так, согласно данным [1] эквивалентная ширина линии He λ10830 изменялась со временем следующим образом.

Таблица I

Время минуты	0	2	6	11	13	18
W (мл А)	107	597	665	338	386	150

За нулевой момент взято начало серии наблюдений. Для объяснения наблюдаемых эффектов рассмотрим в первом приближении следующую грубую схему: пусть в какой-то момент времени в тонкой оболочке, в которой могут возникать „shell“ спектры, внезапно изменилась плотность ионизирующей радиации, либо электронная плотность. Выясним, как вследствие этого будут изменяться интенсивности линий гелия, связанные с уровнем 2^3S. С одной стороны, их интенсивности должны увеличиться вследствие увеличения числа рекомбинаций на 2^3S и другие уровни, а с другой уменьшиться, так как будет иметь место увеличение числа ударов II рода, переводящих атомы гелия из состояния 2^3S в состояние 1^1S. Пусть в какой-либо момент времени t в состоянии 1^1S будет n_1 атомов гелия, в состоянии $2^3S - n_2$, в ионизованном состоянии $- n^+$. Состояние 2^1S будем считать слабо метастабильным и потому при расчетах, в первом приближении, во внимание не принимать. Тогда в рассматриваемой схеме можно написать следующие уравнения, характеризующие скорость изменения населенностей уровней 1^1S и 2^3S с течением времени.

$$\frac{dn_2}{dt} = -wn_2\varphi(T^x) + n_e \cdot n^+ f(T_e) - n_2 n_e \lambda(T_e)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -wn_1 \cdot \theta(T^x) + n_e \cdot n^+ f_1(T_e) + n_2 n_e \lambda(T_e) \quad (1)$$

В обоих уравнениях первые члены представляют число ионизаций под действием радиации с коэффициентом дилюции w; вторые члены — число рекомбинаций на все триплетные и соответственные сингулетные уровни; последний член есть число переходов с уровня 2^3S на 1^1S под действием ударов II рода. Легко также учесть неупругие переходы типа $2^3S \to 2^1S$ и двухфотонные переходы с уровня 2^3S. В нашем приближенном расчете мы их опускаем.

При небольших электронных температурах переходами типа $1^1S \to \to 2^3S$ и т. д., в первом приближении, можно пренебречь.

Из системы (1), принимая во внимание, что $n_1 + n_2 + n^+ = n$, получаем следующее уравнение

$$\frac{d^2n_2}{dt^2} + \frac{dn_2}{dt}(A + A_1) + n_2(AA_1 - BB_1) + BC_1^* - A_1C = 0, \tag{2}$$

причем:

$$A = w\varphi(T^*) + n_e f(T_e) + n_e\lambda(T_e); \quad B = n_e \cdot f(T_e)$$

$$A_1 = w\theta T^* + n_e f_1(T_e); \qquad B_1 = n_e f_1(T_e) + n_e\lambda(T_e)$$

$$C = n_e \cdot nf(T_e); \qquad C_1^* = n_e \cdot n \cdot f_1(T_e)$$

Решение (2) имеет вид:

$$n_2 = C_1 e^{k_1 t} + C_2 n^{k_2 t} + \frac{A_1C - BC_1^*}{AA_1 - BB_1};$$

$$k_{1,2} = \frac{-(A + A_1) \mp \sqrt{(A_1 - A)^2 + 4BB_1}}{2}. \tag{3}$$

Величины k_1 и k_2 всегда меньше нуля, так как иначе должно было бы быть $BB_1 > AA_1$, что невозможно. Для определения C_1 и C_2 необходимо задать начальные условия. В рассматриваемой схеме они таковы:

$$\text{при} \quad t = 0; \; n_2 = n^\circ; \; n^+ = n_0^+; \; \text{тогда} \left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{t=0} = \beta. \tag{4}$$

Величина β легко находится из ур-ния (1) при подстановке в него начальных данных. Если предположить, что в начальный момент произошло мгновенное изменение электронной плотности, то, полагая $n_e = n_e^0(1 + \delta)$, находим, что

$$\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{t=0} = \delta w n_0 \varphi(T^*)\, n_e^0. \tag{5}$$

Будем считать, что $\beta > 0$. Тогда находим, что

$$C_1 = \frac{k_2(n_0 - \alpha) - \beta}{k_2 - k_1}; \qquad C_2 = \frac{\beta - k_1(n_0 - \alpha)}{k_2 - k_1}; \tag{6}$$

$$\alpha = \frac{A_1C - BC_1^*}{AA_1 - BB_1}.$$

Считая, что $n_0 > \alpha$, имеем $C_1 < 0$ и соответственно $C_2 > 0$. Окончательно для величины n_2 получаем

$$n_2 = \left[\frac{k_2(n_0-\alpha)-\beta}{k_2-k_1}\right]e^{k_1t} + \left[\frac{\beta-k_1(n_0-\alpha)}{k_2-k_1}\right]e^{k_2t} + \alpha. \qquad (7)$$

Формулы (3) и (7) позволяют приближенно оценить время релаксации рассматриваемого процесса. Так как $|k_1| > |k_2|$, то в выражении (7) основную роль будет играть член, содержащий в экспоненте k_2. Время релаксации T определяется тогда соотношением

$$|k_2|\,T \approx 1,$$

используя выражение (3), находим

$$T \approx \frac{2}{1-(A_1+A)+\sqrt{(A_1-A)^2+4BB_1}}; \qquad (8)$$

Если в (3) произведение BB_1 мало, то время релаксации будет обратно пропорционально величине A_1 или A в зависимости от того, какая из них будет меньше по абсолютной величине.

Обратимся теперь к дальнейшему исследованию формулы (7). При сделанных предположениях, коэффициенты при экспонентах в (7) будут иметь разные знаки и потому величина n_2 будет иметь экстремум при некотором значении t. Она является корнем уравнения

$$e^{k_1t} = \frac{1-\gamma_1}{1-\gamma_2}\,e^{k_2t}, \qquad (9)$$

где

$$\gamma_1 = \frac{\beta}{k_1(n_0-\alpha)}; \qquad \gamma_2 = \frac{\beta}{k_2(n_0-\alpha)}.$$

Из уравнения следует, что

$$t_{\text{кр}} = \ln\left(\frac{1-\gamma_2}{1-\gamma_1}\right)^{\frac{1}{k_2-k_1}}. \qquad (10)$$

Ввиду того, что, как было показано выше, $|C_2| > |C_1|$ и, кроме того, $|k_1| > |k_2|$, то при этом значении $t_{\text{кр}}$ величина n_2, выражаемая формулой (7), будет иметь максимум. Очевидно также, что при других предположениях относительно параметров, входящих в выражения (4)—(7), может иметь место случай, когда n_2 будет иметь минимум. Когда γ_1 и γ_2 малы, то для t можно получить следующее приближенное выражение

$$t_{\text{кр}} \approx \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{\frac{1}{k_2-k_1}}. \qquad (11)$$

Максимальная населенность метастабильного уровня 2^3S в рассматриваемом процессе будет равна

$$n_{2\text{кр}} = (n_0 - \alpha)(1 - \gamma_2)\left(\frac{1-\gamma_2}{1-\gamma_1}\right)^{\frac{k_2}{k_2 - k_1}} + \alpha. \tag{12}$$

Для малых γ_1 и γ_2 приближенное выражение для $n_{2\text{кр}}$ записывается в виде

$$n_{2\text{кр}} \approx n_0 + \frac{\beta(k_2 - k_1)}{k_1 \cdot k_2}. \tag{13}$$

Эквивалентная ширина линии поглощения, имеющей своим нижним уровнем метастабильный уровень 2^3S, будет выражаться, как известно, формулой

$$W = \frac{\pi e^2}{mc^2}\lambda_{ik}^2 f_{ik}\int_{h_2}^{h_1} n_2 dh, \tag{14}$$

f_{ik} — сила осциллатора соответствующего перехода.

Подстановка в эту формулу выражений (7) или (12) позволит сделать оценку интенсивности линий $\lambda 10830$ ($2^3S - 2^3P$), $\lambda 3889$ и т. п. в тот или иной момент времени.

Проведенное выше рассуждение показывает, что наблюдаемые изменения интенсивностей линий гелия $\lambda 10830$, $\lambda 3889$ качественно укладываются в рамки предположений, положенных в основу настоящей работы. Подробное сравнение с наблюдениями, а также другие возможные случаи рассмотренной нестационарной задачи автор предполагает провести в другой работе.

Ա. Ա. ՆԻԿԻՏԻՆ

Ոչ ստացիոնար խնդրի դեպքում աստղային սպեկտրներում հելիումի գծերի ինտենսիվությունների մի քանի գնահատականներ

Տեսականորեն ուսումնասիրվում են հելիումի այն գծերի ինտենսիվությունները, որոնք կլանվում են 2^3S վիճակից։ Որպես ինտենսիվությունների փոփոխության պատճառ ընդունվում է իոնացնող ճառագայթման կամ էլեկտրոնային խտության ակնթարթային ավելացումը այն շերտում, որտեղ սովորաբար առաջանում են „shell“-գծերը։

Ցույց են տրված, որ այդպիսով ընդհանրապես բացատրվում են $\lambda 10830$ և $\lambda 3889$ գծերի դիտված փոփոխությունները։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *О. Молер*, Ap. J. 115, № 2 (1952). [2] *П. Мерилл*, Ap. J., 115, № 1 (1952). [3] *О. Молер и Л. Гольдберг*, Ap. J. 124, № 1 (1956).