ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
XX 1955 5

АСТРОФИЗИКА

А. А. Никитин и Г. В. Гордиенко

Некоторые атомные характеристики Ca II, имеющие применение при астрофизических расчетах

(Представлено В. А. Амбарцумяном 25 III 1955)

Линии Ca II весьма интенсивны в спектрах многих небесных объектов. Для теоретической интерпретации их интенсивностей необходимо знание ряда атомных параметров Ca II, таких как вероятности перехода, коэффициенты поглощения, вероятности неупругих столкновений с электронами. Для получения достаточно надежных и вместе с тем практически удобных для применения атомных параметров Ca II, были проведены расчеты сил осцилляторов серии $3^2D - n^2F$, как для дискретных, так и непрерывных переходов. Волновая функция нижнего состояния, данная в ([1]), аппроксимировалась для удобства расчетов аналитическим выражением; волновая функция верхнего состояния, с одной стороны, вычислялась по методу Слэтера для ряда уровней n^2F, с другой стороны, в целях сравнения принималась равной обычной водородоподобной волновой функции с $z \approx 2{,}012$. При вычислении сил осцилляторов находились как квадраты дипольных моментов, так и квадраты матричных интегралов, включающие производную волновой функции верхнего или нижнего состояния. Такой двойной расчет дает возможность оценить, в какой-то степени, точность используемого приближения для волновой функции [о деталях расчета см. ([2])].

Результаты расчетов для дискретных уровней даны в табл. 1, где

Таблица 1

Верхний уровень	ρ^2	$f(3^2D-n^2F)$	δ^2	$f(3^2D-n^2F)$
4^2F	2,509	0,249	0,098	0,167
5^2F	0,407	0,048	0,010	0,014
6^2F	0,048	0,006	0,001	0,001
7^2F	0,0027	$4\cdot10^{-4}$	$3\cdot10^{-5}$	$4\cdot10^{-5}$

ρ^2 — квадрат дипольного момента, δ^2 — квадрат матричного интеграла, включающего производную волновой функции верхнего состояния.

Величины $f(3^2D-n^2F)$ в третьем и пятом столбцах — силы осцилляторов для соответствующих переходов, найденные с использованием ρ^2 и δ^2 соответственно. Имея в виду приближенность расчетов, согласие между этими величинами представляется достаточно удовлетворительным.

Найденные силы осцилляторов дискретных переходов серии 3^2D-n^2F сами по себе мало интересны, так как все линии лежат в далеком ультрафиолете, но они нужны при вычислении коэффициента поглощения с уровня 3^2D при переходе (3^2D-k^2F) в состояние непрерывного спектра. Коэффициентом поглощения с уровня 3^2D, связанным с переходом 3^2D-k^2P, можно пренебрегать, так как его величина, повидимому, весьма мала (²).

Используя обычные методы квантовой механики, можно получить следующее выражение для силы осциллятора, связанного с непрерывным переходом

$$f(3^2D-k^2F)=\frac{\nu}{5R_y}(k^2+9)(k^2+4)(k^2+1)\frac{2^8\cdot z^9}{k^9}\left[a(8b-2z)b^{-10}\left(1+\frac{z^2}{k^2b^2}\right)^{-5}e^{-2k\cdot\operatorname{arctg}\frac{z}{b\cdot k}}+c(8d-2z)\cdot d^{-10}\left(1+\frac{z^2}{k^2d^2}\right)^{-5}e^{-2k\operatorname{arctg}\frac{z}{d\cdot k}}\right]^2, \quad (1)$$

$a=3{,}103$; $c=0{,}157$; $b=2{,}1217$; $d=0{,}9081$; $z=2{,}0123$. Величина k связана с частотой поглощаемой радиации соотношением

$$\nu=R_y\left(\chi_k+\frac{1}{k^2}\right).$$

χ_k — потенциал ионизации с уровня 3^2D.

Разлагая в ряд по степеням $\frac{1}{k^2}$ и ограничиваясь первыми членами, находим

$$f(3^2D-k^2F)=\frac{\nu}{5R_y}\frac{2^8\cdot z^9}{k^3}[\bar{4},11953]\left[0{,}0809\left(1+\frac{6{,}1440}{k^2}\right)+0{,}5697\left(1-\frac{1{,}9800}{k^2}\right)+\left(1-\frac{19.1000}{k^2}\right)\right]. \quad (2)$$

Для того, чтобы найти зависимость коэффициента поглощения от частоты, нужно знать энергию уровня 3^2D. Ее наблюденное значение $0{,}745\ R_y$, теоретическое же 0,666 и $0{,}507\ R_y$ (последнее найдено без учета обменных эффектов).

Поскольку согласие теории и наблюдения довольно плохое, то зависимость коэффициента поглощения от частоты выяснить довольно трудно.

Если использовать наблюденное значение, то $f(3^2D-k^2F)\sim\nu^{-8}$, если же теоретическое, то соответственно ν^{-7} и ν^{-5}.

Ввиду того, что при расчетах была использована волновая функция нижнего состояния, с помощью которой находилось теоретическое значение энергии уровня 3^2D. для коэффицента поглощения также нужно принимать это значение энергии. Коэффициент поглощения у границы серии тогда имеет вид

$$\alpha_{\nu} = 2{,}45 \cdot 10^{-17} \frac{\nu_0^7}{\nu^7}, \tag{3}$$

ν_0 — граничная частота ионизации с уровня 3^2D.

Точность приведенного расчета должна контролироваться условием выполнения правила сумм [3].

$$\sum_{n=3}^{\infty} f_n + \int_{k_0}^{\infty} f_k \cdot \mathrm{dk} = \frac{(l+1)(2l+3)}{3(2l+1)}. \tag{4}$$

На основании предыдущих подсчетов имеем

$$\sum_{n=3}^{\infty} f_n = 0{,}427; \quad \int_{k_0}^{\infty} f_k \, \mathrm{dk} = 0{,}666. \tag{5}$$

Находим, что правая часть (4) равна 1,10, в то время как теоретическое значение этой же величины 1,40. Согласие удовлетворительное, принимая во внимание приближенность подсчета.

Аналогичную оценку точности расчета, сделанного в [2], проделал Ситон [4], который использовал для нахождения сил осцилляторов серии $3^2D - n^2F$ водородоподобную волновую функцию с одним подходяще выбранным параметром z.

Результаты, полученные нами, близки к результатам Ситона, хотя следует отметить, что функции Слэтеровского типа, использованные нами, дают лучшее приближение, чем обычные водородоподобные функции. С помощью (3) легко найти число рекомбинаций на уровень 3^2D. Оно выражается следующей приближенной формулой

$$F_{k3d} = n^{++} n_e \frac{1{,}67 \cdot 10^{-5}}{T_e^{3/2}} \left(\frac{1}{\chi_0} - \frac{5}{\chi_0^2} \right), \tag{6}$$

$\chi_0 = \dfrac{E}{kT_e}$, E — потенциал ионизации с уровня 3^2D.

Для

$$T_e \approx 10^4 \quad F_{k3d} \approx 8 \cdot 10^{-13} n^{++} \cdot n_e.$$

Эта величина находится в хорошем согласии с величиной $F_{k3d} = 6{,}9 \cdot 10^{-13} n^{++} n_e$, полученной в случае, когда α_{ν} вычислялось крайне громоздким численным интегрированием (с применением машинной математики) соответствующего уравнения Шредингера [2]. Число рекомбинаций на уровень 3^2D почти на два порядка превышает число рекомбинаций на основной уровень 4^2S и весьма близко к числу рекомбинаций на все остальные уровни. Вследствие этого в уравнение ионизации для Ca II должны вноситься поправки, в основном зависящие от величины α' для уровня 3^2D.

Предполагается продолжить подобные расчеты для других уровней Ca II и для других атомов, спектры которых имеют астрофизическое значение.

Ա. Ա. ՆԻԿԻՏԻՆ ԵՎ Գ. Վ. ԳՈՐԴԻԵՆԿՈ

Ca II-ի որոշ ատոմային հատկանիշների մասին, որոնք կիրառվում են աստրոֆիզիկական հաշիվներում

Հաշված են օսցիլյատորների ուժերը Ca II-ի $3^2D—n^2F$ անցումների համար։ Արդյունքները բերված են աղյուսակ 1-ում։ Դուրս է բերված նաև անընդհատ կլանման գործակիցը, որը կապված է 3^2D վիճակից կատարվող ֆոտոէլեկտրիկ իոնացումների հետ։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Д. Гартри* и *В. Гартри*, Proc. Roy. Soc., 164, № 1, 167, 1938. [2] *Л. Грин* и *Н. Вебер*, Astrophys. J. 1950, 111, № 3, 587—592. [3] *Г. Бете*, Квантовая механика простейших систем. ОНТИ, 1935, стр. 224. [4] *М. Ситон*, Proc. Roy. Soc. 208, № 1034, 408, 1951.