

ФОТОИОНИЗАЦИЯ ВНУТРЕННИХ ОБОЛОЧЕК АТОМА
ТЕПЛЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

М.Я. А м у с ь я, М.Л. Ш м а т о в

В работе показано, что при фотоионизации внутренних электронных оболочек атомов железа и меди излучением абсолютно черного тела с температурой ≈ 10 кэВ характерные времена удаления электронов могут быть довольно малы, порядка 10^{-15} с (т.е. близки к временам радиационных и Оже-переходов между оболочками [1-3]); в результате этого процесса возможно возникновение инверсии заселенности между уровнями $2p$ и $1s$. Возможность создания инверсии следует из того, что отношение скорости фотоионизации к статистическому весу для уровня $1s$ превосходит подобное отношение для уровней L_2 и L_3 . Это вызвано тем, что рассматриваемый источник излучения испускает большое количество фотонов в той области энергий, где велико сечение фотоионизации $1s$ уровня железа и меди, а для $2p$ (как и для $2s$) уровней подобного совпадения нет.

Скорость фотоионизационного создания вакансий на i -ом уровне атома (i соответствует K, L_1, L_2, L_3) определяется выражением

$$\dot{v}_i = \alpha \int_{I_i}^{\infty} J_{\alpha, \text{ч.т.}}(\omega) \sigma_i(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где I_i - порог ионизации i -го уровня, а $\sigma_i(\omega)$ - его сечение фотоионизации; $J_{\alpha, \text{ч.т.}}(\omega)d\omega$ - количество фотонов с частотами в интервале $\omega - \omega + d\omega$, излучаемых в единицу времени единицей поверхности абсолютно черного тела. Множитель α учитывает тот

факт, что плотность потока падающих на атом фотонов при конкретной геометрии системы может отличаться от плотности потока излучаемых фотонов. Конечные размеры источника излучения и удаленность рассматриваемого атома от него приведут к значениям $\alpha < 1$. В качестве сечений фотоионизации использовались аналитические аппроксимации [4]. В областях энергий непосредственно вблизи порогов ионизации подобные выражения обладают заметной погрешностью [4], что, однако, мало сказывается на (1), т.к. такие области сравнительно узки. Интегрирование проводилось до энергии $\hbar\omega = 200$ кэВ. Влиянием фотонов более высоких энергий можно пренебречь, т.к. при $\hbar\omega > 200$ кэВ значения $J_{\alpha, ч.т.}(\omega)$ ($T = 10$ кэВ) и $\sigma_i(\omega)$ малы. В таблице приведены результаты расчетов при $\alpha = 1$ и скорости заполнения вакансий A_i [1-3]. Отметим, что падающее на атом излучение будет, например, индуцировать излучательные переходы, несколько изменяя A_i . Характерное время удаления электрона с i -го уровня - ν_i^{-1} , время жизни вакансии - A_i^{-1} .

В ряде работ (например, [5-9]) изучалась возможность создания инверсии заселенности между уровнями $2p$ и $1s$ путем преимущественной фотоионизации $1s$ уровня. В работе [9] было рассмотрено возникновение инверсии между $1s$ и $2p$ уровнями бора под действием, в частности, нефильтрованного излучения черного тела. Подробное рассмотрение заселенности уровней в некоторой среде требует учета (помимо фотоионизации) еще и переходов вакансий между уровнями, столкновительных и других процессов [5-9]. При мгновенном включении излучения в начальный период времени, меньший характерных времен происходящих в системе процессов, достаточно учесть только однократную фотоионизацию и описать концентрацию вакансий на i -ом уровне с помощью зависимости

$$N_i = N \nu_i t, \quad (2)$$

где N - начальная концентрация атомов; t - время, прошедшее после включения излучения.

Т а б л и ц а

Скорости создания ($\alpha = 1$) вакансий вследствие фотоионизации и их заполнения

Уровень		K	L_1	L_2	L_3
$\nu_i \cdot 10^{-14}, \text{с}^{-1}$	Fe	7.8	3.0	2.7	5.3
	Cu	7.9	3.6	3.4	6.6
$A_i \cdot 10^{-14}, \text{с}^{-1}$	Fe	18	120	6.5	6.4
	Cu	23	140	11	11

Инверсия заселенности между электронными уровнями 1 (нижним) и 2 (верхним) возникает при условии

$$N_1 > \frac{g_1}{g_2} N_2, \quad (3)$$

где g_1/g_2 - отношение статистических весов, равное 1 для перехода вакансии между уровнями K и L_2 и 0.5 для перехода между K и L_3 . При использовании приближения (2) это выражение приобретает вид

$$\nu_1 > \frac{g_1}{g_2} \nu_2. \quad (4)$$

Из таблицы видно, что условие (4) выполняется как для пары уровней K и L_2 , так и для пары K и L_3 , т.к. ν_K больше, чем ν_{L_2} и $0.5 \nu_{L_3}$, составляющих, например, для железа величины 7.8 $\cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, $2.7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $2.7 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ соответственно. Таким образом, в рамках сделанных предположений в начальный период времени после мгновенного включения излучения для этих пар уровней выполняется и условие инверсии (3).

Самый быстрый процесс, происходящий в системе, - переход вакансии $2s - 2p$ в результате процесса Костера-Кронига, который в данном случае характеризуется временем $(7-9) \cdot 10^{-17} \text{ с}$ [1, 2]. Если при этом появление M -вакансии [1, 2] не вызовет изменения разности энергий $2p$ и $1s$ уровней на величину, большую ширины линии излучения, образующиеся таким образом $2p$ -вакансии необходимо учитывать при рассмотрении вопроса об инверсии для L , в данном случае $10^{-16} - 10^{-15} \text{ с}$ [8]. Подобная задача возникает при рассмотрении Оже-переходов вакансий $1s - 2p$ [6-8]. Максимально возможную роль процесса Костера-Кронига можно оценить в предположении, что L_1 вакансия мгновенно переходит на уровни L_2 и L_3 с вероятностью $f_{1,2}$ и $f_{1,3}$ [1, 2], соответственно (предположение такого рода сделано в работе [8] для серы). Тогда скорость фотоионизационного создания $2p$ вакансий будет определяться выражением

$$\nu'_{L_2}(z) = \nu_{L_2}(z) + f_{1,2}(z) \nu_{L_1}, \quad (5)$$

где $f_{1,2} \approx 0.3$ и $f_{1,3} \approx 0.6-0.7$ [1, 2]. Из таблицы видно, что $\nu'_{L_2}(z)$ отличаются от $\nu_{L_2}(z)$ приблизительно на 30%, и возможность выполнения условия (3) при t порядка 10^{-16} с сохраняется: ν_K больше, чем ν'_{L_2} и $0.5 \nu'_{L_3}$.

Таким образом, можно ожидать, что при действии на атом с $Z \approx 20-30$ излучения с $T \approx 10 \text{ кэВ}$ будет создана инверсия заселенности между уровнями $2p$ и $1s$, и возникнет индуцированное усиление соответствующего излучения, хотя рассмотрение вопроса об

индуцированном усилении требует более строгого определения концентраций вакансий [5-9].

Авторы благодарят О.В. Константинова за полезное обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] M c G u i r e E.J. - Phys. Rev. A, 1971, v. 3, N 2, p. 587-594.
- [2] M c G u i r e E.J. - Phys. Rev. A, 1971, v. 3, N 6, p. 1801-1810.
- [3] W a l t e r s D.L., B h a l l a C.P. - Phys. Rev. A, 1971, v. 3, N 6, p. 1919-1927.
- [4] B a r f i e l d W.D., K o o n t z G.D., H u e b n e r W.F. - J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1972, v. 12, N 10, p. 1409-1433.
- [5] D u g u a y M.A., R e n t z e p i s P.M. - Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, N 12, p. 350-352.
- [6] С т а н к е в и ч Ю.Л. - ДАН, 1970, т. 191, № 4, с. 805-806.
- [7] E l t o n R.C. - Appl. Opt., 1975, v. 14, N 9, p. 2243-2249.
- [8] A x e l r o d T.S. - Phys. Rev. A, 1976, v. 13, N 1, p. 376-382.
- [9] A x e l r o d T.S. - Phys. Rev. A, 1977, v. 15, N 3, p. 1132-1142.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

РАССЕЯНИЕ ДВУМЕРНЫХ ЧАСТИЦ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

М.Е. П о р т н о й

Как правило, при расчете подвижности носителей заряда в двумерных системах используется борновское приближение, т.е. рассеивающий потенциал рассматривается как возмущение. Однако такой подход допустим не всегда.

В настоящей работе изложены результаты точного решения методом фаз задачи рассеяния двумерной частицы короткодействующим потенциалом. Получено условие применимости борновского прибли-