

УДК 535.343:539.184

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРЯМОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ ЗР-СОСТОЯНИЯ АТОМА НАТРИЯ

В. В. Балашов, А. Н. Грум-Гржимайло, Б. Жадамба (Монголия)

(НИИЯФ)

Применение синхротронного излучения для фотоионизации возбужденных атомов позволяет изучать такие процессы в широкой области энергий, включающей высоколежащие автоионизационные состояния. Первое применение этой методики было реализовано для атомов натрия и бария [1]. Теоретический анализ фотоионизации возбужденных атомов в области автоионизационных резонансов мы начинаем в данной работе с изучения прямых переходов в прилегающий к автоионизационным состояниям континуум при ионизации  $3P_{1/2, 3/2}$  уровней натрия.

Экспериментальные результаты, относящиеся к рассматриваемому прямому процессу, пока ограничиваются данными по полным сечениям ионизации вблизи порога [2]; теоретические расчеты проводились в работах [3—7]. Однако для полной характеристики фотоионизации данных по сечениям фотопоглощения недостаточно, так как этот процесс характеризуется целым набором параметров (см., например, [8—11]). Для полного описания фотоионизации  $3P_{1/2}$ -состояния требуется 3 параметра, например дипольные радиальные интегралы для переходов  $3p_{1/2} \rightarrow \epsilon s_{1/2}$  и  $3p_{1/2} \rightarrow \epsilon d_{3/2}$  ( $R_{1/2 1/2}$  и  $R_{1/2 3/2}$  соответственно) и разность фаз  $\Delta_1$  между волновыми функциями  $\epsilon s_{1/2}$  и  $\epsilon d_{3/2}$  электрона в континууме ( $\Delta_1 = \delta_{1/2} - \delta_{3/2}$ ). В случае ионизации  $3P_{3/2}$ -состояния требуется 5 параметров: три интеграла для переходов  $3p_{3/2} \rightarrow \epsilon s_{1/2}$ ,  $3p_{3/2} \rightarrow \epsilon d_{3/2}$ ,  $3p_{3/2} \rightarrow \epsilon d_{5/2}$  ( $R_{3/2 1/2}$ ,  $R_{3/2 3/2}$  и  $R_{3/2 5/2}$ ), а также  $\Delta_1$  и  $\Delta_2 = \delta_{1/2} - \delta_{5/2}$  — разность фаз между функциями  $\epsilon s_{1/2}$  и  $\epsilon d_{5/2}$ . В дальнейшем мы считаем, что  $3p_{1/2}$ - и  $3p_{3/2}$  орбитали натрия совпадают. Они находились нами в приближении Хартри — Слэтера для возбужденного ЗР-состояния. В этой же модели, но с учетом спин-орбитального взаимодействия электронов в континууме были получены волновые функции непрерывного спектра. Исходя из сказанного, положим  $R_{1/2 1/2} = R_{3/2 1/2} \equiv R_{1/2}$ ,  $R_{1/2 3/2} = R_{3/2 3/2} \equiv R_{3/2}$ ,  $R_{3/2 5/2} \equiv R_{5/2}$ .

На рис. 1 приведена энергетическая зависимость параметров  $R_{1/2}$ ,  $R_{3/2}$  и  $\Delta_1$ . Учет спин-орбитального взаимодействия в континууме приводит к незначительному изменению этих величин, и на рис. 1 кривые для  $R_{3/2}$ ,  $R_{5/2}$  и  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  неразличимы. Используя эти параметры, можно получить любую величину, наблюдаемую в эксперименте.

В качестве примера на рис. 2 приведен ряд характеристик фотоэлектронов при ионизации ЗР-состояния натрия; именно такой набор характеристик был получен в экспериментах [9, 10] по фотоионизации 7P-состояния цезия (вблизи порога). На рис. 2, а демонстрируется энергетическая зависимость коэффициента анизотропии  $\beta_J$ , определяющего угловое распределение фотоэлектронов при ионизации неполяризованных ЗР-состояний:

$$\beta_{1/2} = \frac{R_{3/2}^2 - 2R_{1/2}R_{3/2} \cos \Delta_1}{R_{1/2}^2 + 2R_{3/2}^2}, \quad (1)$$

$$\beta_{3/2} = \frac{2}{5} \frac{18R_{5/2}^2 - 2R_{3/2}^2 + 9R_{5/2}R_{3/2} \cos(\Delta_2 - \Delta_1)}{5R_{1/2}^2 + R_{3/2}^2 + 9R_{5/2}^2} - \frac{45R_{1/2}R_{5/2} \cos \Delta_2 - 5R_{1/2}R_{3/2} \cos \Delta_1}{5R_{1/2}^2 + R_{3/2}^2 + 9R_{5/2}^2}. \quad (2)$$

Наличие переходов в два канала —  $\epsilon s$  и  $\epsilon d$  является причиной большой анизотропии угловых распределений, в том числе в области расположения автоионизационных резонансов. Спин-орбитальное взаимодействие в континууме приводит к незначительному

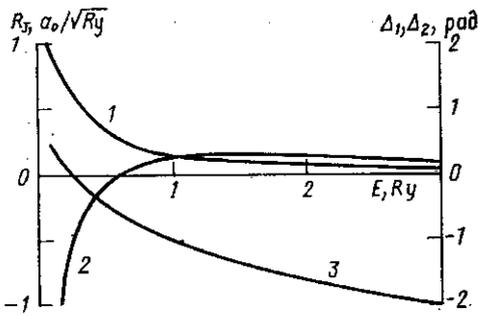


Рис. 1. Зависимость параметров фотоионизации  $3P$ -состояний натрия от энергии фотоэлектрона: радиальные интегралы  $R_{1/2}$  (1),  $R_{3/2}$  и  $R_{5/2}$  (2); разность фаз  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  (3)

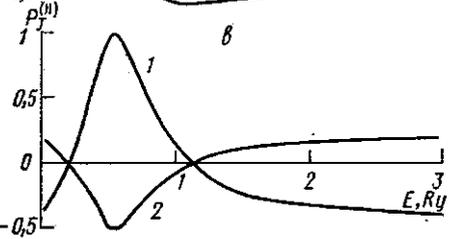
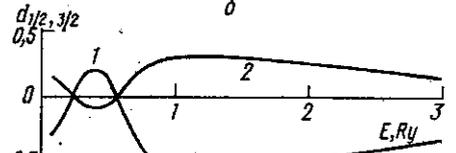
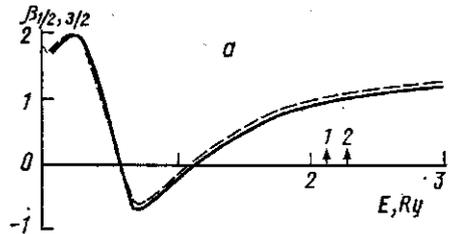


Рис. 2. Энергетическая зависимость характеристик прямой фотоионизации  $3P_J$ -состояний натрия: а — коэффициент анизотропии  $\beta_{1/2, 3/2}$  с учетом (сплошная кривая) и без учета (пунктир) спин-орбитального взаимодействия в континууме; стрелками указаны положения автоионизационных резонансов, доступных возбуждению из  $3P$ -состояния:  $2p^5 3s(^1P)3p^2D$  (1),  $2p^5 3s(^3P)3d^2P$  (2); б — коэффициенты  $d_{1/2}$  (1) и  $d_{3/2}$  (2), в — степень продольной поляризации  $P_{1/2}^{(||)}$  (1) и  $P_{3/2}^{(||)}$  (2)

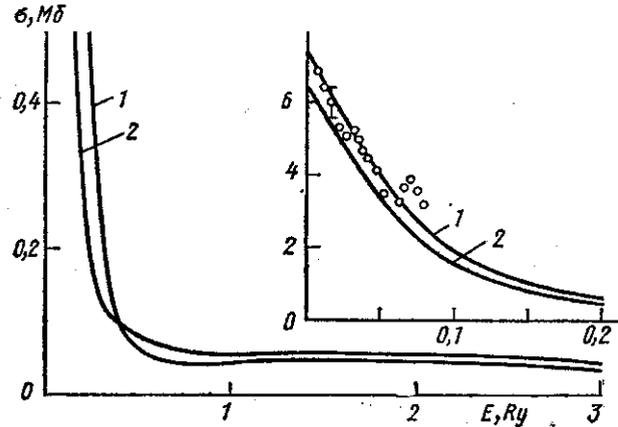


Рис. 3. Полное сечение фотопоглощения на  $3P$ -состояниях натрия: 1 — наш расчет; 2 — расчет [6]. На вставке приводится сечение в припороговой области (экспериментальные данные из работы [2])

( $\sim 10^{-4}$ ) различию коэффициентов  $\beta_{1/2}$  и  $\beta_{3/2}$ . На рис. 2, б приводится величина  $d_J$ , определяющая поляризацию фотоэлектрона  $P_J^{(\perp)}$  в направлении, перпендикулярном плоскости реакции:

$$P_J^{(\perp)}(\theta) = \frac{d_J^{(\perp)}}{1 + \beta_J P_2(\cos \theta)}, \quad (3)$$

$$d_{1/2} = \frac{2R_{1/2}R_{3/2} \sin \Delta_1}{R_{1/2}^2 + 2R_{3/2}^2}, \quad (4)$$

$$d_{3/2} = \frac{R_{1/2}R_{3/2} \sin \Delta_1 - 6R_{1/2}R_{5/2} \sin \Delta_2 - 3R_{3/2}R_{5/2} \sin(\Delta_2 - \Delta_1)}{5R_{1/2}^2 + R_{3/2}^2 + 9R_{5/2}^2}. \quad (5)$$

Формулы (3)—(5) записаны для случая ионизации неполяризованного  $3P_J$ -состояния линейно поляризованным светом; плоскость реакции определяется направлениями вылета электрона и поляризации света;  $\theta$  — угол вылета электрона по отношению к направлению этой поляризации. Из рис. 2, б следует, что  $P_J(L)$  может достигать нескольких десятков процентов. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия получаем  $d_{3/2} = -(1/2)d_{1/2}$ .

Селективное заселение подуровней тонкой структуры может приводить к появлению интегральной продольной поляризации у фотоэлектронов при ионизации циркулярно поляризованным светом [12]. На рис. 2, в показана степень этой поляризации  $P_{1/2}^{(||)}$  при фотоионизации  $3P_J$ -состояний:

$$P_{1/2}^{(||)} = \frac{R_{1/2}^2 - R_{3/2}^2}{R_{1/2}^2 + 2R_{3/2}^2}, \quad (6)$$

$$P_{3/2}^{(||)} = \frac{1}{10} \frac{63R_{5/2}^2 - 36R_{3/2}R_{5/2} - 2R_{3/2}^2 - 25R_{1/2}^2}{5R_{1/2}^2 + R_{3/2}^2 + 9R_{5/2}^2}. \quad (7)$$

Если пренебречь спин-орбитальным взаимодействием в континууме, то между величинами  $P_{1/2}^{(||)}$  и  $P_{3/2}^{(||)}$  существует связь:  $P_{3/2}^{(||)} = -(1/2)P_{1/2}^{(||)}$ . При суммировании по компонентам тонкой структуры поляризация электронов пропадает.

На рис. 3 приведено полное сечение фотоионизации  $3P$ -состояния в сравнении с экспериментальными данными в припороговой области [2].

Рисунки 1, 2 и формулы (1)—(7) показывают, что вариации параметров  $\beta_J$ ,  $d_J$  и  $P_J(L)$  оказываются согласованными между собой. Например, если  $R_{3/2} = 0$ , то пропадает угловая анизотропия фотоионизации ( $\beta_{1/2} = 0$ ,  $\beta_{3/2} \approx 0$ ) и поперечная составляющая поляризации фотоэлектронов  $P_J(L)$ ; наоборот, продольная поляризация  $P_J^{(||)}$  при этом условии достигает максимального значения.

Известно, что корреляционные и поляризационные характеристики процесса фотоионизации испытывают резкие вариации в окрестности автоионизационных резонансов; теория показывает [13, 14], что характер этих вариаций определяется как свойствами собственно автоионизационных состояний, так и особенностями прямых переходов в прилегающий непрерывный спектр. В следующей работе мы покажем, как исследованные выше закономерности прямой фотоионизации  $3P$ -состояния натрия сказываются на распаде автоионизационных состояний типа  $2p^23s3p$ ,  $2p^23p3d$  и т. п., которые недоступны исследованию в обычных опытах по фотоионизации, но легко возбуждаются при совместном воздействии на атомы натрия синхротронного и лазерного излучений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bizau J. M. et al. In: XIII Int. Conf. on Phys. of Electr. and Atom. Collisions. Abstracts. Berlin, 1983, p. 27. [2] Rothe D. E. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1969, 9, p. 49. [3] Burgess A., Seaton M. J. Mon. Not. R. Astron. Soc., 1960, 120, p. 121. [4] Peach G. Mem. R. Astron. Soc., 1967, 71, p. 13. [5] Аумар М. J. Phys. B., 1976, 9, p. 1279. [6] Laughlin C. J. Phys. B., 1978, 11, p. 1399. [7] Manson S. T. et al. In: XIII Int. Conf. on Phys. of Electr. and Atom. Collisions. Abstracts. Berlin, 1983, p. 23. [8] Kollath K. J. J. Phys. B., 1980, 13, p. 2901. [9] Kaminski H., Kessler J., Kollath K. J. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, p. 1161. [10] Kollath K. J. J. Phys. B., 1983, 16, p. L217. [11] Klar H., Kleinpoppen H. J. Phys. B., 1980, 13, p. 933. [12] Черепков Н. А. Phys. Lett. A, 1972, 40, p. 119. [13] Балашов В. В., Кабачник Н. М., Сажина И. П. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1973, 14, с. 733. [14] Kabachnik N. M., Sazhina I. P. J. Phys. B., 1976, 9, p. 1.

Поступила в редакцию  
19.04.85