

- [3] U. G. Kaufman, R. Koidl, O. F. Shirmar. J. Phys., 6С, 310, 1973.
 [4] А. В. Васильев, А. Л. Натадзе, А. И. Рыскин. Письма ЖЭТФ, 22, 43, 1975.
 [5] А. В. Васильев, Б. З. Малкин, А. Л. Натадзе, А. И. Рыскин. ФТТ, 17, 3167, 1975.
 [6] R. Pappalardo, R. E. Dietz. Phys. Rev., 123, 1188, 1961.
 [7] G. Ruszynski, R. Voyn. Phys. Stat. Sol., B76, 427, 1976.
 [8] K. Morigaki, J. Phys. Soc. Japan, 19, 1485, 1964.
 [9] И. Б. Берсукер, В. Г. Вехтер, И. Я. Огурцов. Усп. физ. наук, 116, 605, 1975.
 [10] T. Yamaguchi, H. Kamimura. J. Phys. Soc. Japan, 33, 953, 1972.

Поступило в Редакцию 3 сентября 1976 г.

УДК 541.124.7 : 546.36

ФОТОИОНИЗАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЦЕЗИЯ

А. З. Девдариани и А. Н. Ключарев

В связи с развитием лазерных методов исследования (в том числе и лазерных методов разделения изотопов [1]) повысился интерес к изучению процессов фотоионизации возбужденных атомов. В то же время имеющиеся в литературе данные по таким процессам весьма немногочисленны. Так, для тяжелых щелочных атомов (цезий, рубидий) в литературе отсутствует хотя бы качественное обсуждение зависимости сечения фотоионизации возбужденных состояний от n, l .

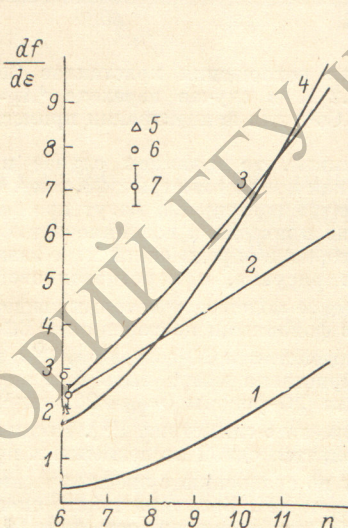


Рис. 1. Фотоионизация p -состояний цезия.

1 — парциальное значение $df/d\varepsilon$ для фотоионизации с образованием s -фотоэлектрона (метод квантового дефекта); 2 — то же для ионизации с образованием d -фотоэлектрона; 3 — суммарное значение $df/d\varepsilon$; 4 — суммарное значение $df/d\varepsilon$, вычисленное по квазиклассической водородной модели; 5 — данные расчета для уровней $6p$ с использованием волновых функций [7]; 6 — то же, по данным [8]; 7 — экспериментальные данные [3] (в работе измерялось сечение фотоионизации уровней $6p$ цезия вблизи порога).

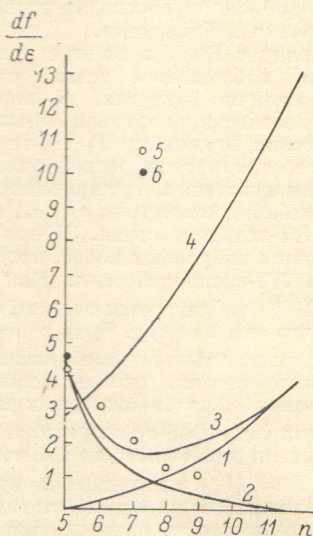


Рис. 2. Фотоионизация d -состояний цезия.

1 — парциальное значение $df/d\varepsilon$ для фотоионизации с образованием p -фотоэлектрона (метод квантового дефекта); 2 — то же для ионизации с образованием f -фотоэлектрона; 3 — суммарное значение $df/d\varepsilon$; 4 — суммарное значение $df/d\varepsilon$, вычисленное по квазиклассической водородной модели; 5 — результат экстраполяции значений $n^{*2}f/2$ в область сплошного спектра; 6 — расчет с использованием волновых функций для уровней $5d$ [9].

Нами был проведен расчет пороговых значений сечений фотоионизации σ_{nl} возбужденных состояний цезия $n=5-12, l=1, 2$ методом квантового дефекта Берджесса — Ситона [2]. Несмотря на сравнительную простоту, вычисления по этому методу приводят к неплохому согласию с экспериментальными данными для σ_{nl} с возбужденных состояний щелочных атомов 6^2P (Cs) [3], 5^2P (Rb) [4], 6^2P (Rb) [5].

1. В вычислениях σ_{nl} методом квантового дефекта зависимость матричного элемента перехода определяется главным образом величиной $\cos \pi (n^* + \Delta_l + \chi_{ll'})$, где $n^* = n - \Delta_l$, Δ_l — экстраполированный к порогу ионизации квантовый дефект, $\chi_{ll'}$ — слабо зависящая от n^* функция.

При расчете σ_{nl} было принято: $\Delta_0 = 4$, $\Delta_1 = 3.7$, $\Delta_2 = 2.5$, так что для переходов из np -состояний ($n \geq 6$) с образованием d -фотоэлектрона косинус уменьшался от 0.98 до 0.53, а при переходах с образованием s -фотоэлектрона от 0.99 до 0.97.

При большой величине косинуса можно ожидать, что результаты расчета σ_{nl} методом квантового дефекта окажутся сравнимыми с результатами квазиклассического расчета по водородной модели Буреевой [6].¹ Эти данные приведены на рис. 1. Видно, что для фотоионизации из np -состояний расчеты по [2, 6] дают близкие результаты (на рисунках приведены плотности сил осцилляторов соответствующих переходов $df/d\varepsilon = 1.24 \cdot 10^{17} \sigma_{nl}$, где ε — энергия фотоэлектрона в Ry). Из рис. 1 также видно, что различие вклада в фотоионизацию с образованием s - и d -фотоэлектронов (кривые 1, 2) уменьшается с увеличением n . Это хорошо согласуется с выводом, который можно сделать, исходя из результатов работы [6]: для переходов из состояний с большими n и $l/n \ll 1$ плотности сил осцилляторов стремятся к одинаковой величине $0.14n^{*3/2}$.

2. В случае фотоионизации nd -состояний с образованием f -фотоэлектронов косинус уменьшается от 0.89 до 0.02 ($n = 5 \div 12$), с образованием p -фотоэлектронов — увеличивается от 0.88 до 0.97. Как видно из рис. 2, основной вклад в сечение при $n > 7$ вносят переходы в p -состояния континуума. Полное сечение σ_{n2} имеет минимум в области $n \approx 8$. При дальнейшем увеличении $n > 12$ расхождение результатов расчетов методами квантового дефекта и водородной модели уменьшается.

На рис. 2 нанесены результаты экстраполяции значений $n^{*3/2}$ в область сплошного спектра, вычисленных с использованием данных для сил осцилляторов $d-f$ -переходов из работы Андерсона и Зилитиса [10]. Нерегулярность фотопоглощения при приближении к границе ионизации и отсутствие данных в [10] для переходов с $n > 12$ ограничивают точность оценки σ подобным методом, однако сам факт уменьшения парциального сечения с увеличением n остается несомненным. Интересно отметить, что, несмотря на уменьшение σ_{n2} для цезия по сравнению с результатами расчета по водородной модели, сечение излучательной рекомбинации $\sigma_{рек}$ на эти уровни цезия лишь незначительно отличается от $\sigma_{рек}$ для водорода. Действительно, вблизи порога фотоионизации

$$\sigma_{рек} = \frac{(2l+1) \alpha^2 \sigma_{nl}}{2n^{*4} \varepsilon}$$

(α — постоянная тонкой структуры) и уменьшение σ_{n2} может компенсироваться уменьшением n на Δ_2 (для водорода $n^* \approx n$). В остальных рассмотренных случаях $\sigma_{рек}$ (Cs) $>$ $\sigma_{рек}$ (H).

3. В случае фотоионизации из s -состояний учет спин-орбитального взаимодействия и поляризации остова могут привести к результатам, заметно отличающимся от полученных по методу квантового дефекта, поэтому для них предпочтителен расчет с использованием волновых функций, учитывающих эти явления.

4. Основные результаты работы.

На зависимости пороговых значений сечения фотоионизации d -уровней цезия обнаружен минимум в области $n \approx 8$ (аналогичные расчеты для рубидия также показали наличие минимума в σ_{n2} , однако здесь он выражен менее явно).

Отметим, что этот минимум удобен для экспериментального исследования, поскольку соответствующие длины волн лежат в ближней инфракрасной области спектра. Показано также, что при расчете σ_{n2} большая величина n сама по себе еще не гарантирует близости сечения к водородному.

Авторы признательны С. Э. Фришу и Н. П. Пенкину за внимание к работе.

Литература

- [1] В. С. Летохов. Квантовая электроника, 3, 248, 1976.
- [2] A. Burgess, M. Seaton. Rev. Mod. Phys., 30, 992, 1958; Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 120, 121, 1960.
- [3] A. N. Klucharev, B. V. Dobrolego. Abstr. of papers 8 ICPEAC, v. 2, 553. Beograd, 1973.
- [4] А. Н. Ключарев, В. Ю. Сепман. Опт. и спектр., 38, 1230, 1975.
- [5] R. V. Ambartzumian, N. P. Furzikov, V. S. Letokhov, A. A. Puretsky. Appl. Phys., 9, 335, 1976.
- [6] Л. А. Буреева. Астрономический журнал, 45, 1215, 1968.
- [7] В. П. Шевелько. Препринт № 1, ФИАН, М., 1970.
- [8] J. C. Weisheit. J. Quant. Spectr. Radiat. Transf., 12, 1241, 1972.
- [9] A. Msezane, S. T. Mauson. Phys. Rev. Lett., 35, 364, 1975.
- [10] Э. М. Андерсон, В. А. Зилитис. Опт. и спектр., 16, 382, 1964.

Поступило в Редакцию 29 ноября 1976 г.

¹ Как показывает простой анализ формулы парциального сечения из работы [6], в этой модели всегда $\sigma_{nl}(\varepsilon) > 0$, иными словами, сечение фотоионизации любого состояния атома водорода отлично от нуля при всех ε .