УДК 539.184 : 546.56

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗМУЩЕННЫХ ^2P-СОСТОЯНИЙ АТОМА МЕДИ

Я. Ф. Веролайнен, Г. Л. Плехоткина и *В. И. Привалов*

Измерены методом задержанных совпадений радиационные времена жизни $3d^{10}np^2P^0_j$-состояний атома меди, $n=4\div7$. Проведен анализ экспериментальных и теоретических значений радиационных времен жизни $3d^{10}np^2P^0_j$-состояний и показано, что метод кулоновского приближения, которым получены теоретические значения, неприменим к $3d^{10}np^2P^0_j$-состояниям, так как они возмущены.

Развитие квантовой электроники и термоядерных исследований потребовало сведений об атомных константах, в том числе и радиационных временах жизни, атомов подгруппы IБ, в частности атома меди. Этим вызвано появление в последнее время экспериментальной [1] и теоретической [2] работ, в которых, кроме самых нижних, исследуются радиационные времена жизни τ_k и более высоких возбужденных состояний атома меди, в частности $3d^{10}np^2P^0_j$-состояний. Однако сопоставление данных теоретического расчета и экспериментального определения (см. таблицу) при удовлетворительном согласии для $4^2P^0_j$- и $5^2P^0_j$-состояний показывает значительное расхождение для состояния $6^2P_{3/2}$. Как известно [3], серия термов $3d^{10}np^2P^0_j$ CuI возмущена, причем особенно сильно это проявляется у состояний $3d^{10}6p^2P^0_{1/2,3/2}$, $3d^{10}7p^2P^0_{1/2,3/2}$ и $3d^{10}8p^2P^0_{1/2,3/2}$. Метод численного кулоновского приближения, которым получены значения τ_k для n^2P-состояний CuI с $n=4\div7$ [2], подразумевает применимость одноконфигурационного приближения к исследуемым состояниям. Однако в случае возмущенных состояний одноконфигурационное приближение может оказаться слишком грубым. Поэтому непосредственный интерес представляет экспериментальное определение τ_k для остальных возмущенных ^2P-состояний и сравнение полученных результатов с теоретическими значениями работы [2].

Радиационные времена жизни возбужденных ^2P-состояний атома меди

Уровень	Длина волны, Å	Наши результаты, нс	Эксперимент, данные других авторов, нс	Теоретический расчет [2], нс
$3d^{10}4p^2P^0_{1/2}$	3273.96	7.0 (9) [5]	7.1—7.6 [1, 7–9]	6.11
$4p^2P^0_{3/2}$	3247.54	7.0 (9) [5]	7.0—7.6 [1, 7–11]	5.97
$5p^2P^0_{1/2}$	2766.37	27.1 (35) [12]		38.8
$5p^2P^0_{3/2}$	2618.37	27.9 (42) [12]	34 (5) [1]	38.8
$6p^2P^0_{1/2}$	2392.63	23 (5)		185
$6p^2P^0_{3/2}$	2293.84	6.2 (6)	19.3 (50) [1]	353
$7p^2P^0_{1/2}$	2263.08	5.8 (6)		338
$7p^2P^0_{3/2}$	2236.28	17.0 (45)		118

Для измерений радиационных времен жизни $3d^{10}np^2P^0_j$-состояний CuI был использован многоканальный метод задержанных совпадений с возбуждением свободных атомов меди в пересекающихся под прямым углом атомном и элек-

тронном пучках. Пучок атомов меди получался в источнике с нагревателем из танталовой фольги, схема которого приведена на рис. 1. Нагревателем служит свернутый из танталовой фольги толщиной 0.05 мм цилиндр. Конструкция источника позволяет получить в тигле температуры порядка 2500 °С.

Электронный пучок с плотностью тока $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ А/см^2 создавался трехсеточной электронной пушкой с оксидным многослойным катодом и модулировался прямоугольными импуль-

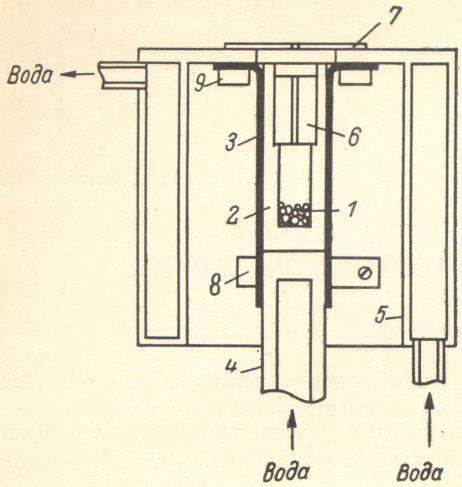

Рис. 1. Схема вакуумного высокотемпературного источника атомов и молекул.

1 — исследуемое вещество, *2* — тигель из высокотемпературной керамики, *3* — нагревательный элемент из танталовой фольги, *4* — охлаждаемый токовый ввод, *5* — водяное охлаждение, *6* — формирователь пучка канального типа, *7* — холодная диафрагма, *8* — крепление нагревателя к токовому вводу, *9* — прижимная шайба верхнего контакта нагревателя.

сами генератора Г5-19. Система многоканального временного анализа была реализована на базе преобразователя «время—амплитуда» и многоканального амплитудного анализатора типа АИ-256-6 [4].

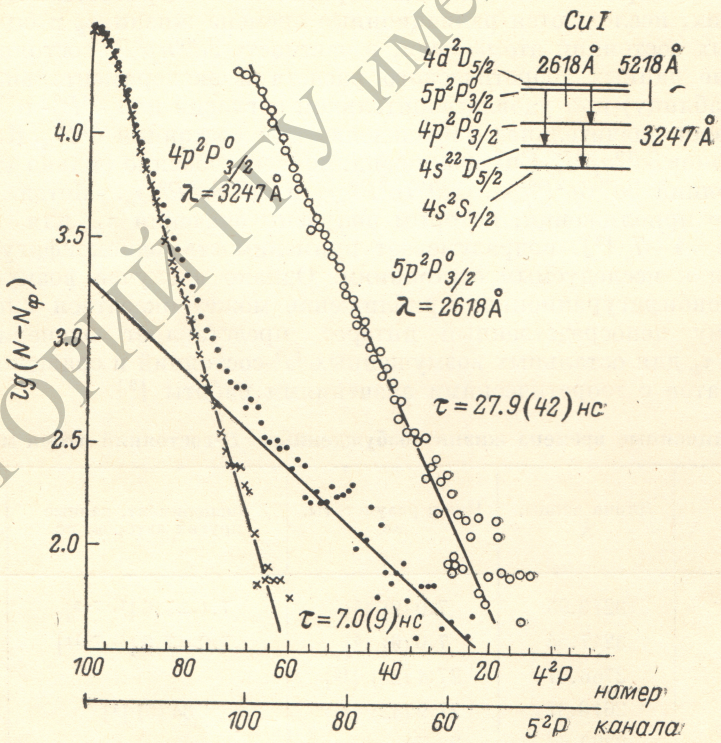

Рис. 2. Кривые распада $4p^2P^0_{3/2}$ и $5p^2P^0_{3/2}$ возбужденных состояний Cu I.

Типичные кривые распада возбужденных состояний приведены на рис. 2. Кривые распада всех состояний (кроме $5p^2P^0_j$, для которого они были одноэкспоненциальными) хорошо описываются двумя экспонентами. Для определения радиационного времени жизни кривые раскладывались на экспоненты как графическим методом, так и с использованием ЭВМ.

Поскольку $3d^{10}np^2P^0_j$-состояния CuI связаны оптическими переходами с основным состоянием, при экспериментальном исследовании времени жизни этих состояний необходимо учитывать явление «пленения» излучения. Корректный учет «пленения» излучения возможен путем исследования эффективных времен жизни $\tau_{эфф}$ при известной концентрации нормальных атомов N_0. Методика учета пленения излучения при исследовании τ_k в пересекающихся атомном и электронном пучках подробно обсуждается в работе [5]. В таблице приведены результаты наших измерений τ_k с учетом пленения излучения. Указанный в скобках доверительный интервал соответствует доверительной вероятности 0.95.

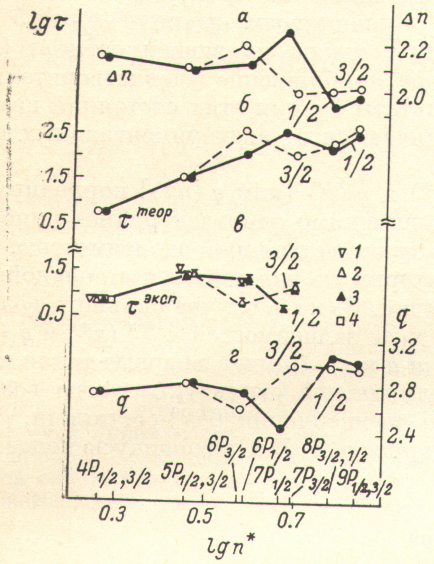

Рис. 3. Зависимость квантового дефекта (*а*), радиационного времени жизни (*б*, *в*) и орбитального параметра (*г*) от эффективного главного квантового числа для $3d^{10}np^2P^0_j$-состояний CuI.

1 — [1]; *2*, *3* — наши данные; *4* — [1, 6–11].

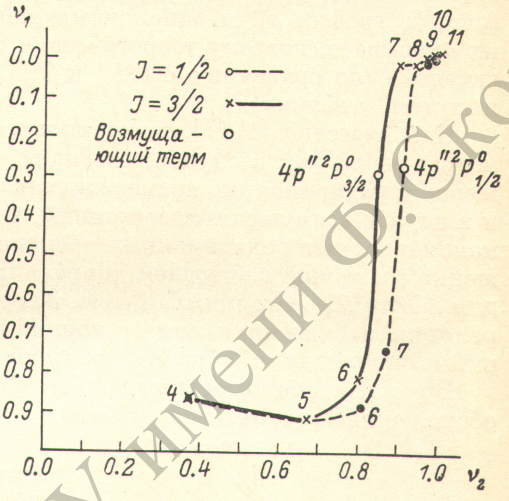

Рис. 4. Графики Фано для $3d^{10}np^2P^0_j$-серий CuI.

Радиационные времена жизни $4p^2P^0_j$- и $5p^2P^0_j$-состояний были экспериментально определены ранее одним из авторов настоящей работы тем же методом [5, 12]. Здесь же приведены результаты непосредственных измерений τ_k других авторов [1, 7–11], а также результаты теоретического расчета τ_k методом численного кулоновского приближения [2].

Как видно из таблицы, при удовлетворительном согласии экспериментальных результатов с данными теоретического расчета для τ_k $4^2P^0_j$-состояний очень большое расхождение теории с экспериментом наблюдается для $6^2P^0_j$- и $7^2P^0_j$-состояний. Это может быть вызвано неприменимостью метода численного кулоновского приближения [2] для расчета сильно возмущенных состояний.

Известно [13], что для применимости одноэлектронного приближения необходимо, чтобы орбитальный параметр q монотонно изменялся с ростом энергии возбуждения. На рис. 3 приведена зависимость q (n^*) для $n^2P^0_j$-серий CuI (график *г*). Сильно выраженная немонотонность этой зависимости так же, как и зависимости квантового дефекта Δn (n^*) (рис. 3, график *а*), свидетельствует о наличии значительного возмущения $6^2P^0_j$- и $7^2P^0_j$-состояний. Графики Фано [14, 15], построенные для $n^2P^0_j$-серий (рис. 4), показывают, что серия $n^2P^0_{3/2}$ возмущена бойтлеровским $3d^94s4p^2P^0_{3/2}$-состоянием, а серия $n^2P^0_{1/2}$ — $3d^94s4p^2P^0_{1/2}$-состоянием; соответствующие возмущающие состояния находятся на резко возрастающей части зависимости ν_1 (ν_2). Здесь ν — дробная часть эффективного главного квантового числа, вычисленного для двух пределов, одним из которых является

первый предел ионизации, а вторым — предел, к которому сходится возмущающая серия.

Возмущение $6^2P^0_j$-, $7^2P^0_j$- и $8^2P^0_j$-состояний бойтлеровскими уровнями настолько велико, что приводит к обращению дублетного расщепления $6^2P^0_j$ и $8^2P^0_j$-состояний. Для сильно возмущенных состояний метод одноконфигурационного кулоновского приближения становится слишком грубым, а данные теоретического расчета [2], полученные этим методом — ошибочны. Этим объясняется сильное расхождение данных по τ_k, полученных в эксперименте и теоретически для $6^2P^0_j$- и $7^2P^0_j$-состояний (см. таблицу).

Согласно теории Фано [14, 15], $d(-\nu_1)/d\nu_2 \geqslant 0$, т. е. зависимость $\nu_1(\nu_2)$ должна быть неубывающей. Спад этой зависимости на участке между $n=4$ и $n=5$ (рис. 4) свидетельствует о том, что возмущение $3d^{10}np^2P^0_j$-серии не исчерпывается вышеупомянутыми состояниями. Однако возмущение $4^2P^0_j$- и $5^2P^0_j$-состояний (особенно $4^2P^0_j$) слабое, что следует также из зависимости $\Delta n(n^*)$ (рис. 3, график *а*), и одноконфигурационное приближение удовлетворительно их описывает, поэтому теоретические результаты [2] для этих состояний незначительно (по сравнению с $6^2P^0_j$ и $7^2P^0_j$) отличаются от экспериментальных данных (см. таблицу).

Как известно [16, 17], зависимости $\tau_k(n^*)$ и $q(E)$ [или $q(n^*)$] коррелируют между собой как в случае тех серий, где применимо одноэлектронное приближение и радиационные времена жизни описываются степенной зависимостью, так и в случае возмущенных состояний, для которых не наблюдается степенной закономерности в радиационных временах жизни. Здесь в случае сильного возмущения мы также наблюдаем корреляцию в ходе зависимостей $\tau^{\text{эксп}}(n^*)$ и $q(n^*)$ для $3d^{10}np^2P^0_j$-состояний CuI (рис. 3, графики *в* и *г*). Причем впервые такая корреляция наблюдается для состояний мультиплетной структуры, когда возмущение приводит к обращению дублетного расщепления $6^2P^0_j$-состояния.

В заключение авторы выражают благодарность А. Л. Ошеровичу за полезные обсуждения результатов работы.

Литература

[1] Ю. И. Малахов. Опт. и спектр., *44*, 214, 1978.
[2] A. Lindgard, L. J. Curtis, I. Martinson, S. E. Nielsen. Phys. Scripta, *21*, 47, 1980.
[3] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, М., 1963.
[4] А. Л. Ошерович, М. Л. Бурштейн, Я. Ф. Веролайнен, А. Я. Николаич. ПТЭ, 6, 210, 1975.
[5] Н. Н. Безуглов, В. Н. Горшков, А. Л. Ошерович, Г. Л. Плехоткина. Опт. и спектр., *53*, 405, 1982.
[6] L. A. Levin, B. Budick. Bull. Am. Phys. Soc., *11*, 455, 1966.
[7] P. T. Cunningham, J. K. Link. J. Opt. Soc. Am., *57*, 1000, 1967.
[8] G. D. Bell, E. F. Tubbs. Astrophys. J., *159*, 1093, 1970.
[9] L. J. Curtis, B. Engman, I. Martinson. Phys. Scripta, *13*, 109, 1976.
[10] T. Andersen, K. A. Jessen, G. Sorensen. Nucl. Instrum. Meth., *90*, 35, 1971.
[11] H. Bucka, J. Ney, G. Heppke. Z. Angew. Phys., *20*, 354, 1966.
[12] А. Л. Ошерович, Г. Л. Плехоткина, В. Р. Обидин. Опт. и спектр., *50*, 1046, 1981.
[13] П. Ф. Груздев, А. И. Шерстюк. Опт. и спектр., *44*, 617, 1976.
[14] U. Fano. Phys. Rev. A, *2*, 353, 1970.
[15] C. M. Lee, K. T. Lu. Phys. Rev. A, *8*, 1241, 1973.
[16] П. Ф. Груздев, Н. В. Афанасьева. Опт. и спектр., *45*, 631, 1978.
[17] А. Л. Ошерович, Я. Ф. Веролайнен, В. И. Привалов, С. А. Пулькин. ДАН СССР, *248*, 614, 1979.

Поступило в Редакцию 26 марта 1981 г.