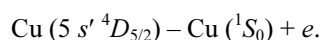


В.Ф.Елаев

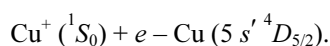
ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕЗОНАНСНОГО ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА АВТОИОНИЗАЦИОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ АТОМА МЕДИ

Измерены коэффициенты резонансного захвата электрона автоионизационными состояниями атома меди $5s'4D_{5/2}(7, 8 \text{ эВ})$ и $5s''2D_{5/2}(8, 32 \text{ эВ})$, равные соответственно $4,0 \cdot 10^{-10}$ и $2,4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Атом меди обладает многочисленной группой смещенных (бейтлеровских) состояний, большая часть (~ 100) [1] которых лежит выше первой границы ионизации (рис. 1). Некоторые энергетические уровни атома, расположенные выше первой границы ионизации, оказываются неустойчивыми. Атомы, возбужденные на эти уровни, обладают большой вероятностью спонтанного безызлучательного перехода в ионизованное состояние, не сопровождающегося изменением энергии, и сам процесс перехода называется автоионизацией. Например:



Возможен и обратный процесс – резонансная рекомбинация (захват резонансного электрона)



Благодаря автоионизации эти состояния отличаются весьма малой средней продолжительностью жизни, что ведет к размытости (аномальному уширению) линий, возникающих при переходах с этих уровней. На рис. 2 представлен спектр излучения Cu+Ne-лазера в рабочем режиме, на котором видны очень интенсивные и широкие автоионизационные линии меди с уровней $5s'4D_{3/2, 5/2}$, $5s'2D_{3/2, 5/2}$, $5s''2D_{3/2, 5/2}$. В табл. 1 приведены основные характеристики этих линий, измеренные нами и другими авторами.

Таблица 1

λ , нм	E_n , эВ	E_v , эВ	Переход	I	Ширина, см^{-1}	
					наши измерения	[8, 9]
485,6	5,78	8,32	$4p'^2D_{5/2}^0 - 5s''2D_{5/2}$	75		3
479,4	5,51	8,09	$4p'^4D_{5/2}^0 - 5s'2D_{3/2}$	150	9,2	6,5
476,7	5,72	8,32	$4p'^2D_{3/2}^0 - 5s''2D_{5/2}$	75		3
469,7	5,21	7,88	$4p'^4F_{3/2}^0 - 5s'4D_{3/2}$	350	4,5	4,5
467,4	5,17	7,80	$4p'^4F_{5/2}^0 - 5s'4D_{5/2}$	500	2,8	2,5
464,2	5,42	8,09	$4p'^2F_{5/2}^0 - 5s'2D_{3/2}$	150		3
458,6	5,10	7,80	$4p'^4F_{7/2}^0 - 5s'4D_{5/2}$	1300		2
453,9	5,15	7,88	$4p'^4F_{5/2}^0 - 5s'4D_{3/2}$	800		2
441,5	5,08	7,88	$4p'^4P_{1/2}^0 - 5s'4D_{3/2}$	200		2
437,8	4,97	7,80	$4p'^4P_{3/2}^0 - 5s'4D_{5/2}$	550		2
425,9	4,97	7,88	$4p'^4P_{3/2}^0 - 5s'4D_{3/2}$	150		3
417,6	4,84	7,80	$4p'^4P_{5/2}^0 - 5s'4D_{5/2}$	100		2
450,7	5,57	8,32	$4p'^2F_{7/2}^0 - 5s''2D_{5/2}$	200	8,5	8,7

Наибольшей интенсивностью обладают переходы с уровней $5s' \ ^4D_{5/2}$ с $E_B = 7,80$ эВ и $5s' \ ^4D_{3/2}$ с $E_B = 7,88$ эВ.

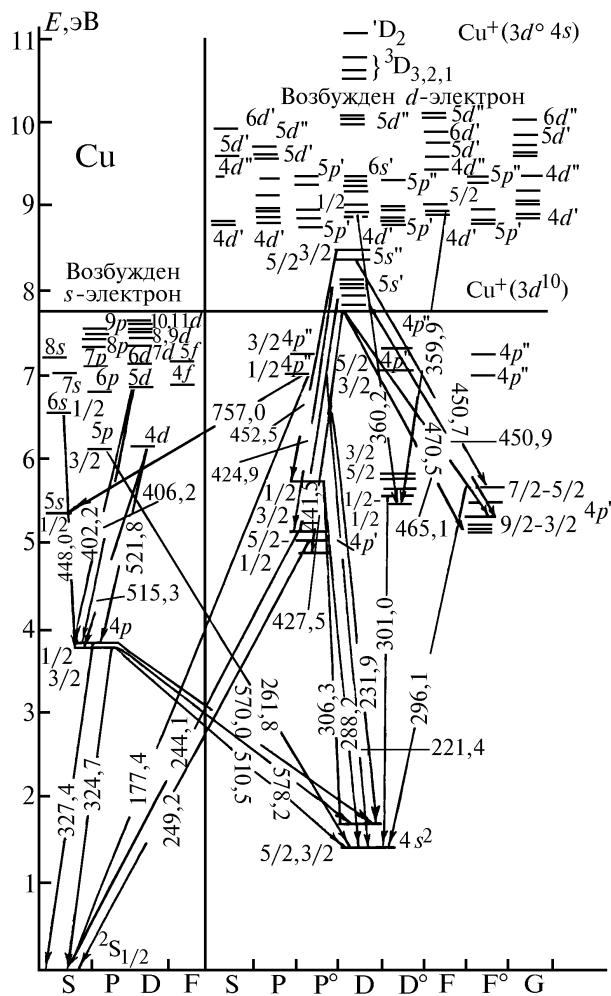


Рис. 1. Схема термов атома меди

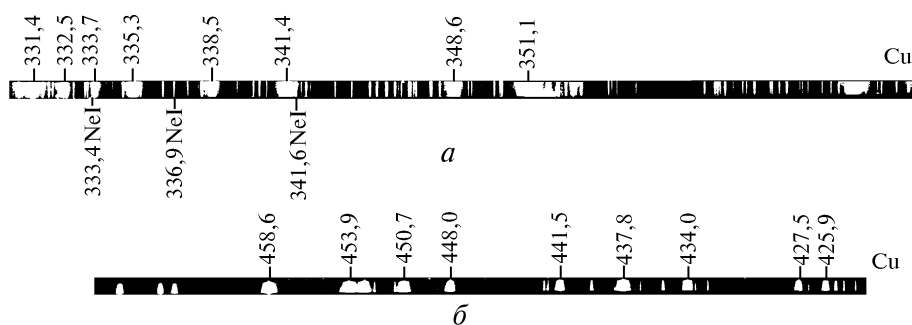


Рис. 2. Участок интегрального спектра излучения разряда в рабочем режиме лазера с усиленными линиями CuI: а – линии с уровнями $n^2 \ ^2D_{3/2, 5/2}$; б – автоионизационные линии меди

Автоионизационные линии Cu образуются при переходе с коротко живущих смещенных уровней

$$5s' \ ^4D_{3/2, 5/2}, \quad 5s' \ ^2D_{3/2, 5/2}, \quad 5s'' \ ^2D_{3/2, 5/2}.$$

Оцененная по ширине соответствующих линий вероятность автоионизации $5s' \ ^4D_{3/2, 5/2}$ равна $W_{ac} \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что на три-четыре порядка превосходит вероятности радиационных про-

Елаев В.Ф.

цессов. Сравнение ударной и автоионизационной ширины линии показывает, что ударные переходы, обедняющие уровни $5s'4D_{3/2, 5/2}$, также мало вероятны по сравнению с автоионизацией. Например, [2] при $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ $W_{ao} \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$, где W_{ao} – частота перехода атома из автоионизационного состояния в связанное.

Из принципа детального баланса следуют аналогичные соотношения для вероятностей обратных процессов [5].

Таким образом, главным механизмом, заселяющим автоионизационный уровень, оказывается резонансный захват свободного электрона – процесс, обратный автоионизации и являющийся первой фазой диэлектронной рекомбинации.

Поэтому в уравнении баланса для автоионизационного уровня следует учесть только автоионизацию и резонансный захват свободного электрона [3]:

$$-n_a W_{ac} + n_e n_i A = 0, \quad (1)$$

где n_a – населенность автоионизационного уровня; n_i – концентрация ионов; A – коэффициент резонансного захвата электрона, связанный с коэффициентом диэлектронной рекомбинации α_d соотношением

$$\alpha_d = AB/(W_{ac} + B), \quad (2)$$

где B – вероятность стабилизации, причем $B \ll W_{ac}$.

Связь между W_{ac} и A и равновесными по отношению к основному состоянию атома концентрациями n^0 при температуре T следует из принципа детального равновесия:

$$n_a^0 W_{ac} = n_e^0 n_i A. \quad (3)$$

Из (1) и (3), используя приведенные величины $Y = n/n^0$, получим $Y_a = Y_e Y_i$, или, если в плазме присутствуют ионы только одного вида (в условиях разряда лазера на парах Си можно учитывать только ионизацию Си), $Y_a = Y_e^2$. Последнее означает, что автоионизационный уровень находится в относительном равновесии с континуумом электронов, а его неравновесная населенность $Y_a < 1$ может быть связана только с ионизационной неравновесностью $Y_e < 1$. Неравновесность, вызванная рекомбинационным режимом плазмы ($Y_e > 1$), например, в распадающейся плазме, должна привести к относительному усилению автоионизационных линий, что и наблюдается в нашем случае в условиях послесвечения лазера на парах Си (см. рис. 2).

Проведем расчет коэффициента резонансного захвата электрона A для автоионизационных уровней атома Си на основе наших измерений населенностей n_a и параметров плазмы n_e , T_e в послесвечении разряда лазера на парах Си, которые приведены на рис. 3, 4 и в [4].

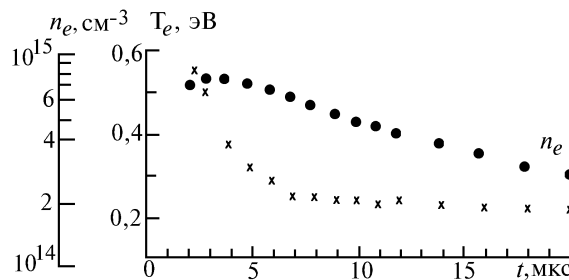


Рис. 3. Временной ход концентрации и температуры электронов в межимпульсный период разряда Си-лазера при частоте следования 8 кГц

Согласно принципу детального равновесия, для любого автоионизационного уровня должно выполняться соотношение:

$$(W_{ac}/g_{cb}) e^{-E_a/T} = W_{ca}/g_a, \quad (4)$$

где W_{ca} – частота перехода (вероятность перехода) из состояния непрерывного спектра в автоионизационное состояние, причем $W_{ca} = A n_e$; W_{ac} – частота обратного перехода, т.е. вероятность автоионизации; E_a – энергия возбуждения автоионизационного уровня, отсчитанная от границы непрерывного спектра; g_a , g_{cb} – статистический вес автоионизационного состояния и состояний

непрерывного спектра электрона, причем в силу частых переходов между этими состояниями они рассматриваются здесь как одно состояние, статистический вес которого равен [5]

$$g_{\text{св}} = g_e g_i [m T / (2\pi \hbar^2)]^{3/2} / n_i,$$

где g_e, g_i – статистический вес электрона и иона соответственно; T – температура электронов; m – масса электрона.

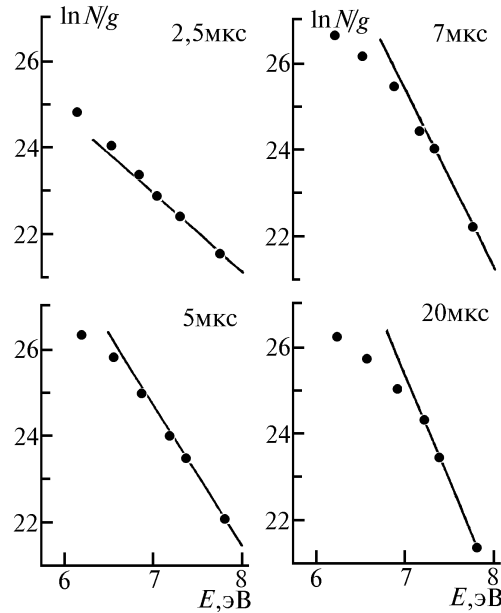


Рис. 4. Распределение населенностей атома меди по возбужденным состояниям в межимпульсный период разряда Cu-лазера

Из (4), после подстановки необходимых величин, получаем:

$$A = W_{\text{ac}} (g_a/2 g_i) [2\pi \hbar / (m T)]^{3/2} e^{-E_a/T}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что для определения A нужно знать вероятность автоионизации уровня W_{ac} и температуру электронов T для рассматриваемых условий.

Из уравнения баланса (1) коэффициент захвата электрона выражается в виде $A = n_a W_{\text{ac}} / n_e n_i$. Если учитывать один сорт ионов, что хорошо выполняется для условий разряда лазера на парах Cu, то

$$A = n_a W_{\text{ac}} / n_e^2. \quad (6)$$

Здесь для определения A нужно измерить населенность автоионизационного уровня n_a и концентрацию электронов n_e .

Расчет проводим для уровней:

- 1) $5 s' \ ^4D_{5/2}$; $E_i = 7,80$ эВ; $W_{\text{ac}} = 0,75 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ($2,5 \text{ см}^{-1}$);
- 2) $5 s'' \ ^2D_{5/2}$; $E_i = 8,32$ эВ; $W_{\text{ac}} = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ($8,7 \text{ см}^{-1}$),

в момент максимума послесвечения автоионизационной линии, когда T_e упала примерно до температуры газа, а n_e поддерживается около своего максимального значения. Этот момент соответствует примерно 5 мкс от начала импульса тока, длительность которого равнялась 0,3 мкс. Для этого момента времени по нашим измерениям:

$$T_e = 0,3 \text{ эВ}; n_e = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; n_a = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \text{ для } 5 s' \ ^4D_{5/2}, \\ n_a = 6,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ для } 5 s'' \ ^2D_{5/2}.$$

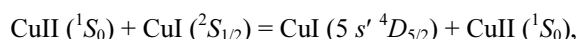
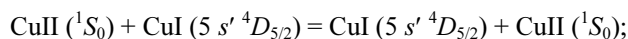
Результаты расчета приведены в табл. 2.

Автоионизационный уровень CuI	$A \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Расчетное соотношение
$5 s' ^4 D_{5/2} (7,80 \text{ эВ})$	4,0	$A = W_{ac} \frac{g_a}{2g_i} \left(\frac{2\pi h}{mT} \right)^{3/2} e^{-E_a/T}$
$5 s'' ^2 D_{5/2} (8,32 \text{ эВ})$	2,4	
$5 s' ^4 D_{5/2} (7,80 \text{ эВ})$	4,6	$A = n_a W_{ac}/n^2 e$
$5 s'' ^2 D_{5/2} (8,32 \text{ эВ})$	3,4	

Выше было показано, что излучательные и ударные переходы для автоионизационных состояний меди в распадающейся плазме разряда лазера на парах меди мало вероятны по сравнению с автоионизацией. Это означает, что эти состояния находятся в термодинамическом равновесии с непрерывным спектром электронов при условии, что ширина автоионизационного состояния Γ_a , отвечающая распаду этого состояния с образованием свободного электрона, много больше его ударной ширины Γ_H , т.е. $\Gamma_a = hW_{ac} \gg \Gamma_H = hW_{ao}$. $\Gamma_H < 10^{-18}$ эрг, т.к. при $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ по [2] $W_{ao} < 10^9 \text{ с}^{-1}$. Для всех автоионизационных уровней меди $\Gamma_a \approx 10^{-15}$ эрг, т.е. условие $\Gamma_a \gg \Gamma_H$ выполняется.

В этой связи рассмотрим объяснение «значительного отклонения от закона Больцмана» населенностей автоионизационных состояний меди и еще большее отклонение близлежащих неавтоионизационных состояний CuI, а именно $5 s' ^4 D_{7/2}$, в дуге пониженного давления в интервале $n_e \sim 4 \cdot 10^{15} - 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и температур 5000 – 6500 К в работе [2]. Для объяснения эффекта, описанного в [2], предлагается рассмотреть «новые процессы», например ион-атомную резонансную перезарядку, которая может протекать «очень эффективно из-за малого потенциала ионизации».

Если предположить возможность процессов перезарядки вида



то скорость первой реакции будет ничтожной при разумных сечениях перезарядки $\delta \approx 10^{-15} - 10^{-14} \text{ см}^2$ в наших условиях по сравнению с реакцией захвата электрона, т.к. населенность CuI $5 s' ^4 D_{5/2}$ равна $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, а концентрация электронов $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Протекание реакции второго вида маловероятно, поскольку сечение эндотермической перезарядки в адиабатической области взаимодействия стремится к нулю [6].

В [7] доказывается возможность нарушения максвелловского распределения электронов по энергиям в области энергий возбуждения автоионизационных уровней за счет процесса резонансного захвата электрона. Однако сравнение характерных времен резонансного захвата электрона $\tau_e = 1/An_e \approx 10^{-5} \text{ с}$ и времени максвеллизации электрона $\tau_m \approx 10^{-9} \text{ с}$ [5] говорит о том, что в наших условиях нарушения максвелловского распределения электронов по энергиям произойти не может.

1. Shentsone A. G. // Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1947. V. 241A. P. 297–323.
2. Assous R. // Phys. Rev. 1973. V. A7. P. 1213–1218.
3. Дьячков Л. Г., Кобзев Г. А. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 527–528.
4. Елаев В. Ф., Солдатов А. Н., Суханова Г. Б. // ТВТ. 1981. Т. 19. С. 426–428.
5. Смирнов Б. Н. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1972. 200 с.
6. Богачева С. П. // II Всесоюз. семинар по физическим процессам в газовых ОКГ. (Тезисы докл.). Ужгород, 1978. С. 167–169.
7. Семенова О. П., Редькина Н. В. // X Сибирское совещание по спектроскопии. (Тезисы докл.). Томск, 1981. С. 132.
8. Allen C. W. // Phys. Rev. 1932. V. 39. P. 42–54.
9. Allen C. W. // Phys. Rev. 1932. V. 39. P. 55.

Томский государственный университет

Поступила в редакцию
18 мая 1995 г.

V. F. Elayev. **Measurement of Coefficients of an Electron Resonance Capture by Autoionization State of Cu Atom.**

The coefficients of an electron resonance capture by Cu atom autoionization states $5 s' ^4 D_{5/2} (7, 8 \text{ eV})$ and $5 s'' ^2 D_{5/2} (8, 32 \text{ eV})$ are obtained equal to $4,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$ and $2,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}$, correspondingly.