

УДК 533.9

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНВЕРСНОЙ ЗАСЕЛЕННОСТИ В МЕДИ НА ПЕРЕХОДАХ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 510,6 И 578,2 нм В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ Cu — Cs-ПЛАЗМЕ

*Богачева С. П., Воронюк Л. В., Лендзел В. И.,  
Федорченко А. М.*

Рассмотрен процесс релаксации рекомбинирующей Cu — Cs-плазмы при сферическом разлете в вакуум. Система дифференциальных уравнений, описывающих изменение параметров плазмы, численно интегрировалась методом Рунге — Кутты. Оценивалась роль процессов атомных столкновений в образовании инверсной заселенности в двухкомпонентной плазме. Показано, что в Cu — Cs-плазме экзотермическая перезарядка ионов меди на атомах цезия — основной процесс, создающий инверсную заселенность на переходах с длиной волны 510,6 и 578,2 нм в атоме меди.

В теоретических работах [1, 2] рассматривалась релаксация однокомпонентной рекомбинирующей плазмы и детально изучалась возможность формирования инверсных заселенностей. Проводились также расчеты двухкомпонентной плазмы [3, 4], однако среди различных реакций взаимодействия атомов учитывались лишь наиболее изученные процессы. В данной работе в качестве механизма, создающего инверсные заселенности в двухкомпонентной плазме, использовались процессы экзотермической перезарядки и передачи возбуждения, которые, как показывают измерения [5—7], могут протекать в низкотемпературной плазме с большой вероятностью. Расчет релаксации интенсивно рекомбинирующей Cu—Cs-плазмы проводился при сферическом разлете в вакуум. Для этой пары атомов имеются реакции перезарядки и передачи возбуждения с малым дефектом энергии, которые могут значительно изменять заселенности уровней атомов. Однокомпонентная медная плазма в этом режиме ранее не изучалась, поэтому проведен также расчет сферически разлетающейся медной плазмы и оценено влияние примеси цезия на создание инверсной заселенности.

В сферически разлетающейся Cu—Cs-плазме одновременно рассчитывалась релаксация обеих компонент, поэтому система уравнений из [1], описывающих релаксацию однокомпонентной плазмы, преобразована к виду

$$\frac{3}{2} N_e \frac{dT_e}{dt} = \frac{3}{2} T_e \sum_{n=0}^r \Gamma_n - N_e T_e \frac{3}{t} + Q_n - Q_{\Delta r}, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} N \frac{dT_0}{dt} = Q_{\Delta r} - N T_0 \frac{3}{t}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \sum_{m=0}^r K_{0m} N_m + D_0 - \frac{3}{t} N_0, \quad (3)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = \sum_{m=0}^r K_{nm} N_m + D_n - \frac{3}{t} N_n \quad (n=1, 2, \dots, r), \quad (4)$$

$$\frac{dP_0}{dt} = \sum_{m=0}^b K_{0m} P_m + D_0 - \frac{3}{t} P_0, \quad (5)$$

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_{m=0}^b K_{nm}P_m + D_n - \frac{3}{t}P_n \quad (n=1, 2, \dots, b), \quad (6)$$

где  $\Gamma_n$  — скорость изменения заселенности уровня  $n$ ;  $N_e$  — концентрация электронов в плазме;  $N$  — концентрация частиц плазмы;  $T_e$  — температура электронов;  $T_0$  — температура тяжелых частиц;  $N_n, N_0$  — заселенность дискретного и основного уровней меди;  $r$  — число учитываемых дискретных уровней цезия;  $P_n, P_0$  — заселенность дискретного и основного уровней цезия;  $b$  — число учитываемых дискретных уровней цезия;  $K_{nm}$  — элемент релаксационной матрицы;  $Q_{AT}$  — теплопередача при упругих соударениях частиц;  $Q_n$  — тепловыделение за счет неупругих соударений;  $D_n$  — плотность частиц, приходящих в состояние  $n$  из континуума и квазиравновесного спектра.

К уравнениям (1)–(6) добавляется уравнение баланса тяжелых частиц

$$N = N_i + \sum_{m=0}^b P_m + \sum_{m=0}^r N_m, \quad (7)$$

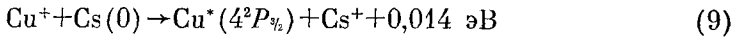
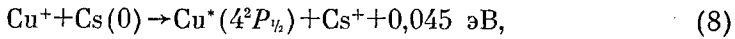
где  $N_i$  — концентрация ионов в плазме.

Решение системы уравнений (1)–(7) представляет весьма сложную задачу, но существенно упрощается тем, что времена установления заселенностей возбужденных уровней малы по сравнению с характерными временами изменения параметров плазмы  $N_0, P_0, T_e$  и  $T_0$ . Поэтому, как и в [1], лишь уравнения (1)–(3), (5) численно интегрировались методом Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага, а заселенности возбужденных уровней меди и цезия считались установившимися в каждый момент времени ( $dN_n/dt = dP_n/dt = 0$ ) и находились в приближении стационарного стока. Количество дискретных уровней атомов, учитываемых в (1)–(7), находилось из соотношения, определяющего «узкое место» рекомбинационного потока [8]. В атоме меди учитывалось 17 дискретных уровней:  $1 - 3d^9 4s^2 D_{3/2}, 2 - 3d^9 4s^2 D_{5/2}, 3 - 4p^2 P_{1/2}, 4 - 4p^2 P_{3/2}, 5 - 5s^2 S_{1/2}, \dots, 17 - 7s^2 S_{1/2}$ ; в атоме цезия уравнение (4) записывалось для 15 дискретных уровней:  $1 - 6p^2 P_{1/2}, 2 - 6p^2 P_{3/2}, 3 - 5d^2 D_{3/2}, 4 - 5d^2 D_{5/2}, 15 - 7d^2 D_{3/2}$ . В расчете учитывалось также по 15 квазиравновесных уровней, расположенных выше указанных дискретных уровней, заселенность которых определялась по формуле Саха — Больцмана.

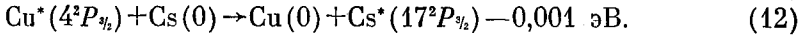
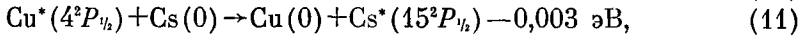
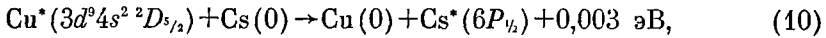
Оценки показывают, что в низкотемпературной плазме с большой плотностью электронов основную роль в формировании заселенностей уровней атомов играют процессы ступенчатой ионизации и рекомбинации, а также трехчастичной рекомбинации и прямой ионизации. Поскольку в элементах релаксационной матрицы  $D_n$  учитывается группа высоковозбужденных квазиравновесных уровней и рекомбинационный поток с них на нижние дискретные уровни (и обратный процесс), то в расчете в значительной мере учтена и ступенчатая ионизация и рекомбинация. В элементах  $D_n$  включена также скорость трехчастичной рекомбинации и прямой ионизации.

Для расчета скоростей возбуждения атомов электронным ударом выбрана модифицированная формула Бете [9]. Значения скоростей возбуждения, рассчитанные по этой формуле, лучше согласуются с измерениями, чем значения, определенные по другим формулам. Сечения ионизации рассчитывались по формуле Дравина [10], которая согласуется с экспериментальными данными с точностью до нескольких процентов. В связи с тем, что рассматривалась плазма большой плотности и высокой степени ионизации, функция распределения электронов по скоростям полагалась максвелловской. Силы осциллятора меди взяты из [11], цезия из [12], недостающие силы осцилляторов рассчитывались с помощью таблиц [13].

Для пары атомов Cu — Cs наиболее существенны реакции экзотермической перезарядки

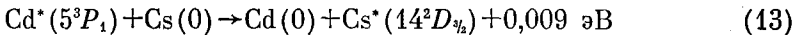


и передачи возбуждения



Реакции (8) и (9) заселяют верхний уровень лазерного перехода  $4p^2P_{1/2, 3/2} \rightarrow 3d^9 4s^2 \ ^2D_{3/2, 5/2}$ , а реакция (10) расселяет метастабильное состояние  $\ ^2D_{3/2}$ .

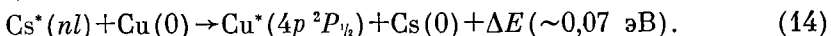
Для расчета сечений передачи возбуждения при тепловых скоростях обычно применяется метод Штюкельберга [14] и метод Вайнштейна [9]. Сравнение с экспериментальными данными [7] показало, что сечения, рассчитанные по формуле Вайнштейна, могут быть меньше экспериментальных на два порядка. Расчет по формуле Штюкельберга дает значения сечений, близкие к экспериментальным или заниженные на порядок. Например, для реакции передачи возбуждения



при температуре плазмы 0,05 эВ в [7] получено сечение  $2,36 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , расчет по формуле Штюкельберга дает  $0,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Поэтому сечения передачи возбуждения реакций (10) — (12) для Cu—Cs-плазмы находились по формуле Штюкельберга [14]: при температуре плазмы  $T_0 = 0,086 \text{ эВ}$   $\sigma_{(10)} = 1,88 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{(11)} = 1,55 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{(12)} = 2,76 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ . Сечения обратных реакций находились из принципа детального равновесия.

Для расчета сечений перезарядки при тепловых скоростях сталкивающихся атомов разработаны методы (например, [14—16]), которые выражают их через параметры квазимолекулы, образующейся из сталкивающихся частиц. Эти методы правильно описывают ход сечения экзотермической перезарядки, но не дают резкого возрастания сечения экзотермической перезарядки при стремлении скорости сталкивающихся атомов к нулю, которое наблюдается в эксперименте [5, 6]. Кроме того, для целого ряда сталкивающихся атомов волновые функции квазимолекулы не определены, а расчет их затруднен, так как решение уравнений взаимодействия атомов с разными массами представляет сложную задачу. Поэтому расчет сечений экзотермической перезарядки проводился по приближенной формуле Гризипского [17], которая, как показано сравнение с экспериментом [5, 6], дает заниженные значения сечений. Для реакций (8) и (9) при  $T_0 = 0,086 \text{ эВ}$  получены соответственно сечения перезарядки  $1,82 \cdot 10^{-16}$  и  $6,04 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и скорости реакций  $0,94 \cdot 10^{-11}$  и  $3,12 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ . Скорости реакций (8) и (9) полагались такими же и при меньших температурах плазмы, поскольку эксперименты показывают, что  $\langle \sigma v \rangle = \text{const}$  при тепловых скоростях плазмы.

В сферически разлетающейся плазме температура электронов быстро понижается до значений  $< 0,1 \text{ эВ}$ , при этом ионы цезия интенсивно рекомбинируют и в плазме образуется большое число атомов цезия в высоковозбужденных состояниях. Представляет интерес исследование еще одного канала заселения уровня  $4^2P$  меди — реакции передачи возбуждения атомам меди от значительного количества высоковозбужденных уровней атома цезия



В группу высоковозбужденных уровней цезия, участвующих в реакции (14), включались уровни, расположенные до уровня  $n_{\text{макс}}$ , определяемого по формуле из [18]

$$n_{\text{макс}} = \sqrt{Ry/\Delta J}, \quad \Delta J (\text{эВ}) = 2,74 \cdot 10^{-10} \sqrt{N_e/T_e}.$$

Для этих уровней рассчитывались сечение передачи возбуждения по формуле Штюкельберга [14] и суммарная величина  $\sigma_i$  ( $\sigma g = \sum \sigma_i g_i$ , где

$g_i$  — статвес уровня). При изменении  $T_0$  плазмы от 0,01 до 0,5 эВ  $\sigma g$  меняется от  $10^{-13}$  до  $10^{-12}$  см<sup>2</sup>. Скорости реакций (8) — (12) и (14) включались в систему уравнений (1) — (7).

Проведены расчеты релаксации во времени сферически разлетающейся медной и Cu—Cs-плазмы с различными степенями ионизации ( $\alpha = 0,001-1,0$ ) и плотностями плазмы ( $N = 10^{14}-10^{18}$  см<sup>-3</sup>). В качестве иллюстрации приведем расчет релаксации сильноионизованной медной и

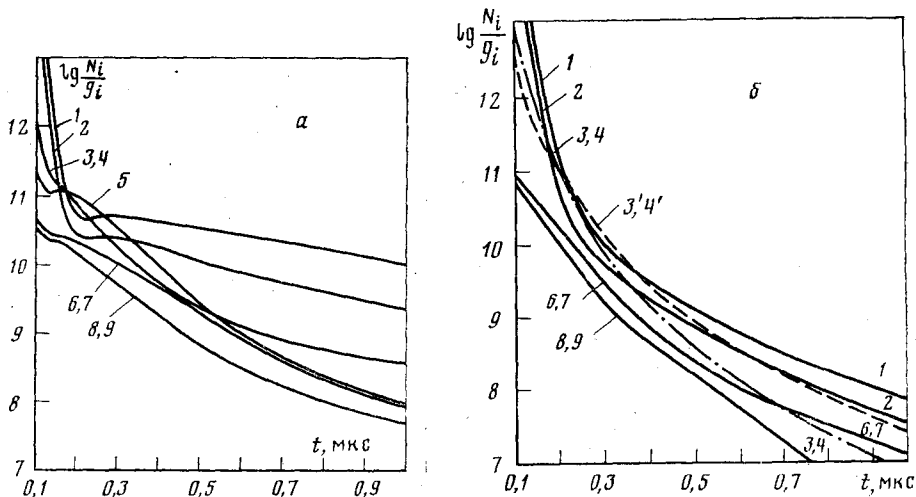


Рис. 1. Заселенность уровней меди в варианте 1 (а) и в вариантах 2 (кривые 1-9) и 3 (кривые 3' и 4') (б) (номера кривых соответствуют номерам уровней)

Cu—Cs-плазмы, в которых создаются большие инверсные заселенности. Примерные начальные концентрации цезиевой плазмы взяты из [19].

*Вариант 1, медная плазма.*  $N_0^{\text{Cu}} = 0,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $N_e = 0,3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $N = 0,8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 1,0$  эВ,  $T_0 = 0,1$  эВ, начальное время разлета  $10^{-7}$  с.

*Вариант 2, Cu—Cs-плазма.*  $N_0^{\text{Cu}} = 0,6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $N_0^{\text{Cs}} = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $N_e = 0,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $N_i^{\text{Cs}} = 1,82 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $N_i^{\text{Cu}} = 3,12 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $N = 1,1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 1,0$  эВ,  $T_0 = 0,1$  эВ, начальное время разлета  $10^{-7}$  с.

В связи с тем, что формулы расчета сечений перезарядки и передачи возбуждения, использованные в варианте 2 [14, 17], дают заниженные значения сечений, представляет интерес произвести расчет Cu—Cs-плазмы с сечениями этих реакций, увеличенными в 100 раз, чтобы оценить влияние, оказываемое этими реакциями в оптимальном случае (варианты 3, 4).

*Вариант 3.* Вариант 2 с сечениями перезарядки, увеличенными в 100 раз.

*Вариант 4.* Вариант 2 с сечением передачи возбуждения реакции (14), увеличенным в 100 раз.

Проведенные расчеты показали, что в медной плазме с малой степенью ионизации ( $\alpha = 0,001-0,05$ ) небольшие инверсные заселенности образуются лишь на переходах между высоколежащими уровнями ( $6d \rightarrow 4p$ ,  $5p \rightarrow 5s$ ,  $5d \rightarrow 4f$ ). При степени ионизации медной плазмы больше 0,1 возрастает рекомбинационный поток и может образоваться инверсная заселенность на традиционном лазерном переходе  $4p^2 P_{1/2, 3/2} \rightarrow 3d^9 4s^2 D_{3/2, 5/2}$  ( $\lambda = 510,6$  и  $678,2$  нм), генерация на котором получена в газоразрядном медном лазере в ионизационном режиме. Однако эта инверсная заселенность существует в медной плазме незначительное время ( $\sim 10^{-7}$  с) (рис. 1, а).

В Cu—Cs-плазме инверсная заселенность на этом переходе образуется на большем промежутке времени. Например, в варианте 2 инверсная за-

селенность наблюдается от  $0,17 \cdot 10^{-6}$  до  $0,35 \cdot 10^{-6}$  с (рис. 1, б). Следует учесть, что в расчете варианта 2 использовались заниженные сечения перезарядки, поэтому инверсная заселенность на этом переходе существует дольше. Расчет варианта 3 с сечением перезарядки, увеличенным в 100 раз, показал, что инверсная заселенность стала больше и наблюдается в интервале времени от  $0,17 \cdot 10^{-6}$  до  $0,65 \cdot 10^{-6}$  с. Заселенность уровней  $4^2P$  в этом варианте представлена кривыми 3' и 4' на рис. 1, б, заселенность других уровней заметно не изменилась. Оценки показывают, что вклад экзотермической перезарядки составляет в варианте 3  $\sim 40\%$  от заселения уровня  $4^2P$  процессами электрон-атомных столкновений, а вклад передачи возбуждения составляет лишь несколько процентов. Отсюда можно утверж-

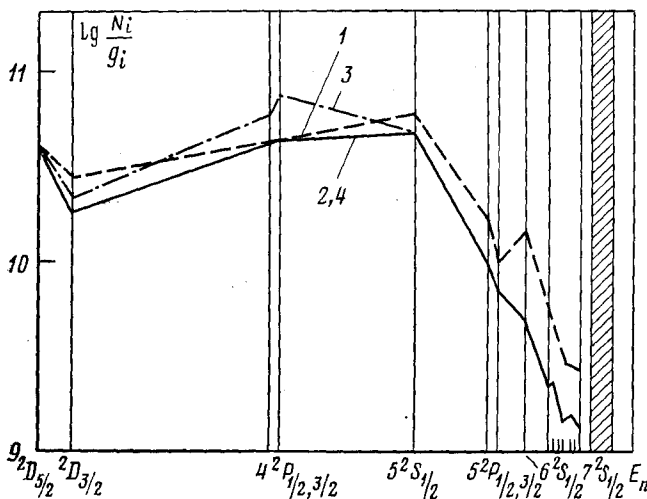


Рис. 2. Заселенность уровней меди в вариантах 1-4 в момент времени 0,217 мкс

дать, что основную роль в образовании инверсной заселенности на переходах  $\lambda=510,6$  и  $578,2$  нм в варианте 3 играет экзотермическая перезарядка. В варианте 2 вклад перезарядки  $< 10\%$  от заселения уровня  $4^2P$  другими процессами, тем не менее она способствует увеличению интервала времени, на котором образуется инверсная заселенность.

Оценки вклада передачи возбуждения атомам меди высоковозбужденными атомами цезия (14) показали его незначительность во всех вариантах. Так, расчет варианта 4 почти не отличается от расчета варианта 2 (рис. 2). Мало влияют на заселенности уровней меди и реакции (10) — (12).

Таким образом в Cu—Cs-плазме основной процесс, создающий в атоме меди инверсную заселенность порядка  $10^{10}$  см $^{-3}$  на переходах с  $\lambda=510,6$  и  $578,2$  нм, есть экзотермическая перезарядка ионов меди на атомах цезия. Вклад экзотермической перезарядки преобладает над другими процессами, поскольку ее сечение резко возрастает при тепловых скоростях атомов и становится на порядки больше сечений других атомных процессов. В данной работе на примере Cu—Cs-плазмы теоретически показана возможность получения в интенсивно рекомбинирующей плазме смеси двух металлов инверсной заселенности, достаточной для возбуждения лазерной генерации в видимом диапазоне спектра (в варианте 2 на исследуемых переходах образуется инверсная заселенность  $\Delta N/g=5 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ , что соответствует коэффициенту усиления  $\kappa=0,012$  см $^{-1}$ , в варианте 3  $\Delta N/g=8 \cdot 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $\kappa=0,016$  см $^{-1}$ ). Квантовый к.п.д. лазеров такого типа может быть высок и достигать 20—50%. При этом необходимо отметить экспериментальную простоту реализации лазеров предлагаемого типа. Конструкция такого лазера будет мало отличаться от плазменных лазеров [20]. Представляет интерес экспериментальное исследование инверсных

заселенностей в таких рекомбинирующих смесях при больших сечениях экзотермической перезарядки.

Киевский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
22.XII.1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Сыцько Ю. Н., Филиппов С. С., Яковленко С. И. ПМТФ, 1973, № 5, с. 3.
2. Гудзенко Л. И., Евстигнеев В. В., Филиппов С. С. Препринт № 36. М.: Ин-т прикл. матем. АН СССР, 1973.
3. Сыцько Ю. Н., Яковленко С. И. Препринт № 3138. М.: ИАЭ им. И. В. Курчатова АН СССР, 1979.
4. Бабенко С. М., Яковленко С. И. Препринт № 3192. М.: ИАЭ им. И. В. Курчатова АН СССР, 1979.
5. Соскида М.-Г. И., Шевера В. С. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, вып. 11, с. 545.
6. Богданова И. П., Марусин В. Д., Яхонтова В. Е. Оптика и спектроскопия, 1974, т. 37, с. 643.
7. Каргашева Л. И. Автореф. дис. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. Рига: Латв. гос. ун-т, 1977. 29 с.
8. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
9. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1969.
10. Drawin H. W. Z. Phys., 1964, B. 164, S. 513.
11. Bielski A. J. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1975, v. 15, p. 463.
12. Stone P. M. Phys. Rev., 1962, v. 127, N 4, p. 1151.
13. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1978.
14. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969, с. 583.
15. Былкин В. И. Оптика и спектроскопия, 1970, т. 29, № 6, с. 1036.
16. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968.
17. Gryzinsky M. Phys. Rev., 1965, v. 138, N 2A, p. A336.
18. Малкин О. А. Импульсный ток и релаксация в газе. М.: Атомиздат, 1974.
19. Греков Л. И., Москвин Ю. В., Романьчев В. С. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1964.
20. Жуков В. В., Кучеров В. С., Лагуш Е. Л. и др. Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, вып. 12, с. 550.