

ВЛИЯНИЕ ПРИСАДКИ ЦЕЗИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ИНВЕРСНЫХ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ЛИТИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

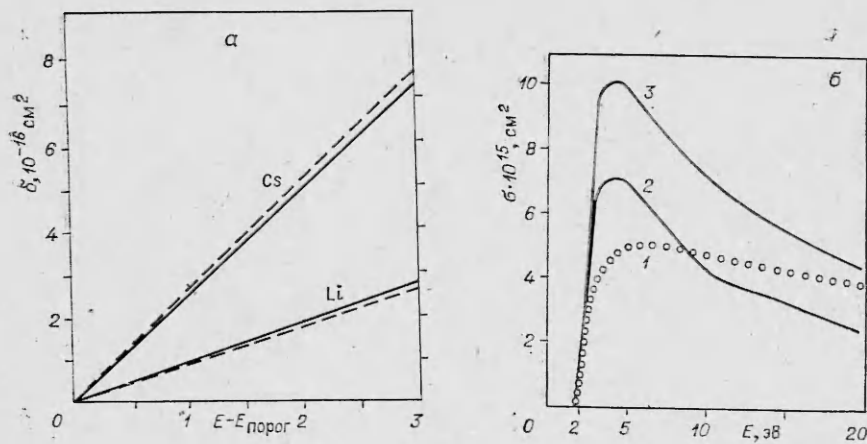
С. П. Богачева, Л. В. Воронюк, И. П. Запесочный,
В. П. Стародуб, А. М. Федорченко
(Киев)

В последние годы появилось много работ, в которых рассматривается возможность получения генерации при рекомбинации переохлажденной плазмы целого ряда элементов [1—3]. Показано, что для создания оптических квантовых усилителей и генераторов более перспективной является многокомпонентная плазма [4, 5]. В [5] проведен численный анализ заселенности уровней LiI при рекомбинации плотной переохлажденной Li—Cs-плазмы. Были учтены реакции Li—Cs-взаимодействия, исследована их роль в изменении заселенности уровней LiI и показано, что при небольших концентрациях цезия $N_{Cs} = (10^{-2} - 10^{-3}) \cdot N_{Li}$ инверсность на $3p \rightarrow 3s$, $4s \rightarrow 3p$ переходах может увеличиваться на 2—3 порядка. Однако в этой работе не было выявлено, как изменяются при введении присадки основные параметры плазмы (концентрация электронов N_e и температура T_e) и как это влияет на заселенность уровней лития.

Введение в рекомбинирующую плазму легкоионизирующейся присадки, которая существенно увеличивает концентрацию электронов и рекомбинационный поток на уровни атомов, может превратиться в перспективный метод повышения инверсных заселенностей в плазме элементов с большими потенциалами ионизации, где создаются небольшие плотности электронов. Поэтому представляет интерес на примере рекомбинирующей Li—Cs-плазмы провести численный анализ заселенностей уровней лития с учетом комплексного влияния легкоионизирующейся присадки Cs на заселенности уровней атомов лития как вследствие изменения параметров плазмы (N_e и T_e), так в результате реакций неупругих атомных соударений.

Методика расчета. Рассмотрим релаксацию во времени сферически разлетающейся Li—Cs-плазмы с начальными параметрами, изменяющимися в пределах: $N_{Li} = 10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{Cs} = 10^{12} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_0 = 0,25 \text{ эВ}$. Начальное время разлета $t_0 = 10^{-7} \text{ с}$. Начальные концентрации ионов в плазме определялись по формуле Саха — Больцмана. Система дифференциальных уравнений, описывающих релаксацию заселенностей уровней лития и цезия, а также изменение основных параметров плазмы (температура электронов T_e , температура тяжелых частиц T_0 , концентрация электронов N_e , концентрация атомов N_0), описана в [1, 6]. Для нахождения зависимости заселенностей уровней атомов от времени использовалась методика [1]: дифференциальные уравнения для медленно изменяющихся параметров плазмы (заселенностей основного состояния лития и цезия N_{Li}^0 , N_{Cs}^0 , N_e , T_e , T_0) численно интегрировались методом Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага, а заселенности возбужденных уровней атомов находились в приближении стационарного стока как функции N_{Li}^0 , N_{Cs}^0 , N_e , T_e , T_0 .

Число уровней атомов, которое необходимо учитывать в системе дифференциальных уравнений, определялось из «узкого места» стока [4]: для лития было учтено 15 нижних уровней, для цезия — 14. Уровни лития с главным квантовым числом от $n = 7$ до $n = 10$ включались в квазиравновесный спектр, и их заселенности рассчитывались по формуле Саха — Больцмана. Необходимые для расчета силы осцилляторов взяты из [7, 8]. Недостающие силы осцилляторов вычислялись с помощью таб-



Фиг. 1

лиц [9]. В связи с тем, что расчеты выполнялись для плазмы с достаточно высокими плотностями электронов, функция распределения электронов по скоростям полагалась максвелловской [4]. По этой же причине среди различных рекомбинационных процессов, протекающих в низкотемпературной плазме, преобладала трехчастичная рекомбинация, которая и учитывалась в расчете.

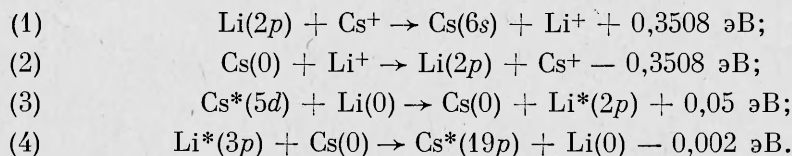
Обсудим выбор методов расчета сечений электронно-атомных и атомных соударений в области малых энергий сталкивающихся частиц. Из фиг. 1, а видно, что метод Дравина [10], который использовался для определения сечений ионизации (сплошные кривые) достаточно хорошо согласуется с результатами эксперимента [11] в этой области энергий (штриховые кривые). Сечения возбуждения электронным ударом в припороговой области наиболее точно описываются методом сильной связи. Однако расчет сечения этим методом довольно громоздкий, а в системе дифференциальных уравнений [1] для заселенностей уровней атомов, которую численно интегрируем, включено около 100 сечений возбуждения спектральных переходов. В связи с этим практически невозможно осуществить на ЭВМ расчет релаксации параметров плазмы. Поэтому для расчета сечений возбуждения уровней релаксирующей плазмы обычно применяют либо модифицированную формулу Бете [12], либо формулу Вайнштейна — Собельмана — Юкова [9], которые дают стандартное завышение сечения в максимуме в несколько раз. На фиг. 1, б сравнивается расчет суммарного сечения возбуждения уровней $2^2P_{1/2, 3/2}LiI$ из основного состояния лития по формуле Бете (кривая 2) и по формуле Вайнштейна (кривая 3) с экспериментальными данными [13] (кривая 1). В данном расчете использовали формулу Бете, поскольку она дает более близкие к экспериментальным результатам значения эффективного сечения возбуждения уровней в области энергий < 10 эВ (фиг. 1, б). В этом случае вклад процесса возбуждения в заселение уровней будет несколько завышен. Нами производились дополнительные расчеты релаксации плазмы с сечениями возбуждения уровней, измененными на порядок. Как выяснено, это не сказывается существенно на результатах, так как основной вклад в заселение уровней в низкотемпературной плазме вносит рекомбинационный поток.

Сечение передачи возбуждения в атомных соударениях рассчитывалось по формуле Штюкельберга [14], которая лучше других методов согласуется с рядом экспериментальных измерений.

Сечение эндотермической перезарядки в Li—Cs-плазме экстраполировалось в область тепловых скоростей соударения по экспериментальным данным [15]. При этом учитывалось, что сечение эндотермической перезарядки линейно стремится к нулю при стремлении к нулю скорости сталкивающихся частиц. При тепловых скоростях сечение экзотермиче-

ской перезарядки возрастает по закону $1/E$, как показывают эксперименты [16, 17]. Такой ход сечения не описывается известными методами расчета перезарядки (см., например, [18]). Поэтому мы из анализа экспериментов [16, 17] предложили эмпирическую формулу $\sigma = \text{const} \cdot 1/E$. Нормировка σ производилась в точке $E = E_A$ на сечение эндотермической перезарядки [15], E_A определялась из критерия Мессе. В связи с тем что величина сечения экзотермической перезарядки оценивалась приближенно, мы производили также расчет релаксации плазмы с сечениями этой реакции, увеличенными в 10 раз.

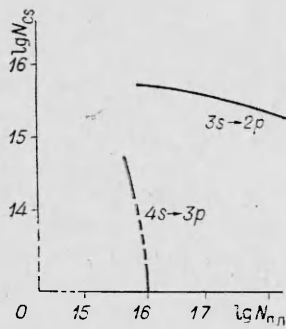
В Li—Cs-плазме наибольшие сечения имеют следующие реакции атомных соударений:



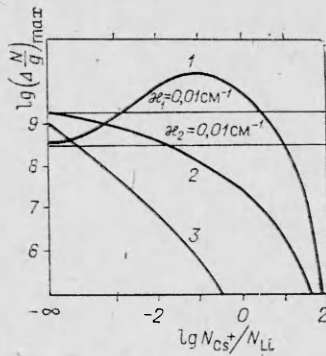
Для реакции экзотермической перезарядки (1) при $E = 0,1$ эВ нами получено значение сечения $1,58 \cdot 10^{-15}$ см², а для реакции эндотермической перезарядки (2) $6,43 \cdot 10^{-17}$ см². Для реакций передачи возбуждения (3), (4) по формуле [14] при $E = 0,1$ эВ $\sigma = 1,8 \cdot 10^{-17}$ и $5,74 \cdot 10^{-14}$ см². В работе также оценивалась возможность образования ионов при соударениях возбужденных атомов в реакции $\text{Li}^* + \text{Cs} \rightarrow \text{Li} + \text{Cs}^+ + e^-$ и реакции $A^* + A \rightarrow A_2^+ + e^-$ (где A — атом Li или Cs). В связи с отсутствием у Li и Cs низкорасположенных долгоживущих уровней эти процессы играют второстепенную роль в рассмотренной области параметров плазмы.

Результаты расчетов. Проведенные расчеты кинетики заселенностей уровней лития показали, что в чистой литиевой и литий-цезиевой плазме инвертируют около 10 переходов в LiI. Из них наиболее существенными по абсолютному значению инверсии являются переходы $3s \rightarrow 2p$, $4s \rightarrow 3p$, $5s \rightarrow 3p$. Обнаружено, что если выбрать начальную концентрацию присадки цезия небольшой (или равной нулю), то инверсная заселенность на данном переходе в литии образуется начиная с того момента времени, когда температура электронов в плазме станет меньше определенной критической температуры T_e^k , одинаковой во всех вариантах расчета. Если же концентрация присадки Cs велика, то цезий при определенных условиях может эффективно очищать нижний рабочий уровень реакциями атомных соударений (1) — (4) и T_e^k не существует. Существование T_e^k , определяющей начало образования инверсной заселенности в плазме на переходе $ns \rightarrow mp$, свидетельствует о том, что лишь при определенной достаточно низкой температуре электронов T_e^k рекомбинационный поток на уровне атомов становится достаточно интенсивным для образования инверсной заселенности на этом переходе. Наши расчеты показали, что в литиевой плазме для перехода $3s \rightarrow 2p$ $T_e^k = 0,14$ эВ, на переходах $4s \rightarrow 3p$ и $5s \rightarrow 3p$ инверсная заселенность образуется при критических температурах 0,12 и 0,05 эВ соответственно.

1. *Сильноионизированная присадка цезия.* Введение в литиевую плазму сильноионизированной присадки цезия может существенно увеличить концентрацию электронов в плазме и рекомбинационный поток на уровне атомов. Поэтому с ростом концентрации присадки увеличиваются инверсные заселенности в литиевой плазме. Однако в процессе релаксации плазмы цезий легко рекомбинирует и «подогревает» электроны. Если концентрация ионов цезия велика, то температура электронов понижается в плазме настолько замедленно, что, несмотря на увеличение N_e , рекомбинация протекает замедленно и инверсные заселенности имеют меньшую величину, чем в чистой Li-плазме. В связи с этим существует определенная оптимальная концентрация ионизированной присадки цезия, которая



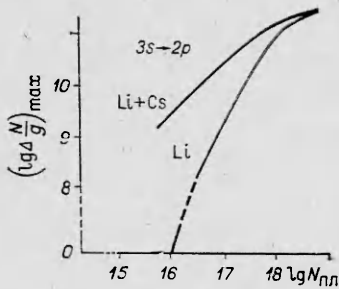
Фиг. 2



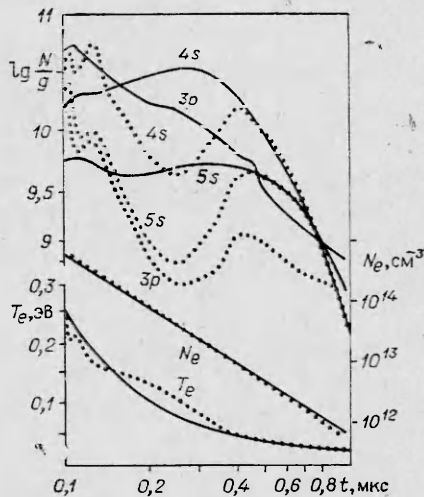
Фиг. 3

значительно увеличивает N_e и инверсные заселенности в литиевой плазме, но не изменяет заметно T_e . На фиг. 2 приведены оптимальные концентрации присадки цезия для Li—Cs-плазмы разной плотности. Видно, что для использованных в расчете плотностей Li—Cs-плазмы оптимальная концентрация присадки цезия составляет для перехода $3s \rightarrow 2p < 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, для перехода $4s \rightarrow 3p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для перехода $5s \rightarrow 3p$ оптимальной концентрации присадки цезия не существует. Это объясняется тем, что T_e^k , при которой на этом переходе может образоваться инверсная заселенность, мала ($T_e^k = 0,05 \text{ эВ}$) и самые незначительные концентрации присадки цезия повышают T_e настолько, что заметно уменьшают инверсную заселенность на переходе $5s \rightarrow 3p$. Зависимость инверсных заселенностей на переходах $3s \rightarrow 2p$, $4s \rightarrow 3p$, $5s \rightarrow 3p$, реализующихся в сферически разлетающейся Li—Cs-плазме с начальной плотностью литиевой плазмы $0,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и начальной температурой $0,25 \text{ эВ}$, от начальной концентрации ионизированной присадки цезия показана на фиг. 3 (этим переходам соответствуют кривые 1—3). Отметим, что влияние сильноионизированной присадки цезия на заселенности уровней лития через изменение N_e и T_e^k плазмы значительно сильнее влияния реакций атомных соударений (1) — (4). В связи с тем что для перехода $3s \rightarrow 2p$ оптимальная концентрация присадки, как показано выше, для Li—Cs-плазмы любой плотности составляет менее $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, с ростом концентрации Li—Cs-плазмы относительный вклад присадки в создание инверсных заселенностей в литии уменьшается, и при больших плотностях плазмы присадка сильноионизированного цезия не приводит к значительному повышению инверсных заселенностей (фиг. 4).

2. Слабоионизированная присадка цезия. Рассмотрим, как будет влиять на заселенности уровней литиевой плазмы слабоионизированная присадка цезия. На фиг. 5 сравниваются рассчитанные зависимости от времени заселенностей уровней, концентрации и температуры электронов в Li—Cs-плазме (точки) и в однокомпонентной



Фиг. 4



Фиг. 5

Li-плазме (сплошные кривые). В обоих вариантах начальные параметры были следующими: $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_0 = 0,3 \text{ эВ}$, $N_{\text{Li}} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Li}}^+ = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В Li—Cs-плазме $N_{\text{Cs}} = 0,9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{Cs}}^+ = 10^5 \text{ см}^{-3}$. Видно, что N_e в этих вариантах изменяется во времени приблизительно одинаково, однако кривые T_e заметно различаются. На интервале времени 0,10—0,15 мс T_e в Li—Cs-плазме ниже, чем в Li-плазме, так как часть энергии электронов расходуется на ионизацию атомов цезия. На интервале времени 0,15 мкс — 0,45 мкс T_e в Li—Cs-плазме несколько повышается, так как с падением температуры электронов ионы цезия интенсивно рекомбинируют и «подогревают» плазму. При этом рекомбинационные процессы в Li—Cs-плазме значительно замедляются, уменьшаются заселенности уровней лития. В плазме с большой концентрацией нейтральных атомов цезия интенсивно протекает реакция передачи возбуждения (4), которая очищает нижний рабочий уровень переходов $5s \rightarrow 3p$, $4s \rightarrow 3p$ в LiI. В результате инверсные заселенности на этих переходах образуются на всем интервале времени релаксации плазмы, и в ней отсутствуют N_e и T_e^k , ограничивающие время существования инверсности (см. фиг. 5).

Можно сделать вывод, что слабоионизированная присадка цезия на небольшом промежутке времени релаксации увеличивает инверсные заселенности в литии, однако в дальнейшем ухудшает протекание рекомбинации в плазме и уменьшает заселенности уровней лития. Поэтому такой путь повышения инверсных заселенностей в литии нельзя считать перспективным. Значительного повышения инверсных заселенностей в литии можно добиться введением сильноионизированной присадки цезия в оптимальной концентрации. По полученным в расчетах величинам инверсии в предположении доплеровского механизма уширения линий нами произведена оценка коэффициента усиления на переходах $4s \rightarrow 3p$ и $3s \rightarrow 2p$ LiI.

Как видно из фиг. 3, коэффициент усиления и при оптимальной концентрации присадки цезия значительно превышает 10^{-2} см^{-1} , и его значения вполне достаточно для реализации рекомбинационного Li—Cs-лазера на $3s \rightarrow 2p$ переходе. Величина инверсной заселенности почти линейно растет с ростом концентрации Li—Cs-плазмы (см. фиг. 4), следовательно, при увеличении плотности Li—Cs-плазмы можно достичь еще больших коэффициентов усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Сыцько Ю. Н. и др. Об отклонениях от термодинамического равновесия при рекомбинации разлетающейся плазмы.— ПМТФ, 1973, № 5.
2. Воронюк Л. В., Комаров О. В. и др. Заселенность электронных уровней при рекомбинации плотной переохлажденной плазмы щелочных металлов.— УФЖ, 1981, т. 26, № 11.
3. Богачева С. П., Лендьел В. И. Релаксация разлетающейся низкотемпературной натриевой плазмы.— УФЖ, 1981, т. 26, № 2.
4. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
5. Воронюк Л. В., Комаров О. В. и др. Заселенность уровней Li при рекомбинации плотной переохлажденной Li—Cs-плазмы.— ЖТФ, 1981, т. 51, с. 2068.
6. Богачева С. П., Воронюк Л. В. и др. Исследование инверсной заселенности в меди на переходах с длиной волны 510,6 нм и 578,2 нм в рекомбинирующей Cu—Cs-плазме.— ТВТ, 1983, т. 31, вып. 1.
7. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic transition probabilities. Vol. 1. Washington, 1966.
8. Stone P. M. Cesium oscillator strengths.— Phys. Rev., 1962, vol. 127, N 4.
9. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1978.
10. Drawin H. W. Zur formelmäßigen Darstellung der Ionisierungsquerschnitte gegenüber Elektronenstöße.— Z. Physik, 1964, Bd 164, S. 513.
11. Запесочный И. П., Алексахин И. С. Ионизация атомов щелочных металлов медленными электронами.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 1.

12. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1969.
13. Запесочный И. П., Постой Е. Н., Алексахин И. С. Возбуждение резонансных уровней щелочных элементов электронным ударом.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, вып. 5.
14. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
15. Perel J., Dalley H. Charge-transfer collisions involving electron transfer to excited states.— Phys. Rev. A, 1971, vol. 4, p. 162.
16. Соскида М.-Т. И., Шевера В. С. Исследование перезарядки He^+ , Ne^+ , Ar^+ на бейтлеровские состояния ионов кадмия и цинка при малых энергиях.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, вып. 11.
17. Богданова И. П., Марусин В. Д., Яхонтова В. Е. Исследование перезарядки ионов гелия на атомах ртути.— Оптика и спектроскопия, 1974, т. 37, с. 643.
18. Никитин Е. Е., Уманский С. Я. Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях. М.: Атомиздат, 1979.

Поступила 20/IX 1983 г.
