

О МЕХАНИЗМАХ ИНВЕРСНОГО ЗАСЕЛЕНИЯ УРОВНЕЙ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

А.В. Боровский, А.Л. Галкин, В.В. Коробкин, Ч.К. Мухтаров

Показано, что для создания инверсии на переходе 3-2 водородоподобных ионов в тонких плазменных нитях в области длин волн 150-200 Å перспективным является фотовозбуждение излучением черного тела, из спектра которого удалены частоты, ответственные за возбуждение уровня n = 2.

В [1-12] обсуждались механизмы заселения уровней водородоподобных (H) ионов в плазме, обусловленные столкновениями с электронами, рекомбинацией электронов при свободном разлете плазмы, фотоионизацией основного состояния иона в сочетании с рекомбинацией свободных электронов, фотовозбуждением из основного состояния. Столкновительный механизм не приводит к возникновению инверсной населенности каких-либо переходов H-ионов [2]. Поэтому ниже он не рассматривается. Проанализируем второй — четвертый механизмы из числа указанных. В настоящее время отсутствует ясное понимание количественного соотношения между механизмами.

Рекомбинация при свободном разлете плазмы [1, 3-6] является трудно управляемым механизмом заселения уровней, приводящим в большинстве случаев к относительно слабой инверсной населенности переходов H-ионов.

Фотоионизация в сочетании с рекомбинацией [6-8]. Для поддержания доли центров рекомбинации в ионном составе на максимально возможном уровне на протяжении всего разлета плазмы предложено облучать разлетающуюся плазму ионизирующим излучением [9], например, черного тела. В работах [6-8] такая задача рассмотрена для случая, когда из спектра черного тела удалены частоты, меньшие потенциала ионизации H-иона. Значительному увеличению коэффициентов усиления при этом препятствует сильный фотоионизационный нагрев плазмы, и, по-существу, на этом пути не удастся увеличить эффективность схемы накачки.

Фотовозбуждение из основного состояния излучением черного тела. Если спектр черного тела обладает всеми частотами, то наряду с фотоионизацией следует учитывать фотопереходы между дискретными уровнями иона. Рассмотрим соотношение между фотоионизацией и фотовозбуждением из основного состояния H-иона.

Пусть спектральное распределение излучения, пронизывающего плазму, планковское. Интенсивность его, в зависимости от геометрии эксперимента, составляет лишь a -ю часть равновесной планковской

$$J_{\omega} = a\hbar\omega^3 f_{\omega} / 4\pi^2 c^2, \quad f_{\omega} = [\exp(\hbar\omega/kT_b) - 1]^{-1}, \quad 0 < a \leq 1, \quad (1)$$

где T_b — температура черного тела. Ограничиваясь приближением Крамерса, запишем выражение для частоты ν_1 фотоионизации основного состояния H-иона. В интервале $2 < \theta = T_b/Z^2 < 30$ используем аппроксимацию

$$\nu_1 = 1,15 \cdot 10^8 a \theta Z^4 \exp(-13,6/\theta) \text{ (с}^{-1}\text{)}. \quad (2)$$

Сравним ν_1 с частотами ν_{1n} возбуждения на уровни $n = 2, 3 \dots$ в поле излучения (1):

$$\nu_{1n} = (an^2/2) A_{n1} f_{n1}, \quad f_{n1} = f_{\omega_{n1}}. \quad (3)$$

Здесь n – главное квантовое число, ω_{n1} и A_{n1} – частота и скорость радиационного перехода $n-1$. Относительные значения частот $\nu_1, \nu_{12}, \nu_{13}, \nu_{14}$ для разных θ представлены в табл. 1. Анализ данных таблицы приводит к выводу, что прямое фотовозбуждение уровней внешним планковским излучением является более эффективным процессом, чем не прямое заселение уровней путем фотоионизации в сочетании с последующей рекомбинацией электронов.

Таблица 1

Относительные значения частот фотоионизации и фотовозбуждения

θ	ν_1	ν_{12}	ν_{13}	ν_{14}
3	1	8,8	1,22	0,40
4	1	5,2	0,83	0,29
5	1	3,7	0,65	0,23
10	1	1,8	0,36	0,14

Преобладает заселение уровня $n = 2$, с меньшей вероятностью заселяется уровень $n = 3$ и т.д. Данное рассмотрение объясняет результаты численных расчетов [10], в которых инверсная населенность не обнаружена.

Фотовозбуждение из основного состояния излучением черного тела, из спектра которого удалены малые частоты $\omega < \omega_g, \omega_{12} < \omega_g < \omega_{13}$. Усиление на переходе 3-2 Н-иона достигается удалением из спектра черного тела частоты, которая отвечает за заселение уровня $n = 2$ (рис. 1). Приведем решение задачи о воздействии такого спектра на плазменную нить. Вычисления для радиального распределения населенностей

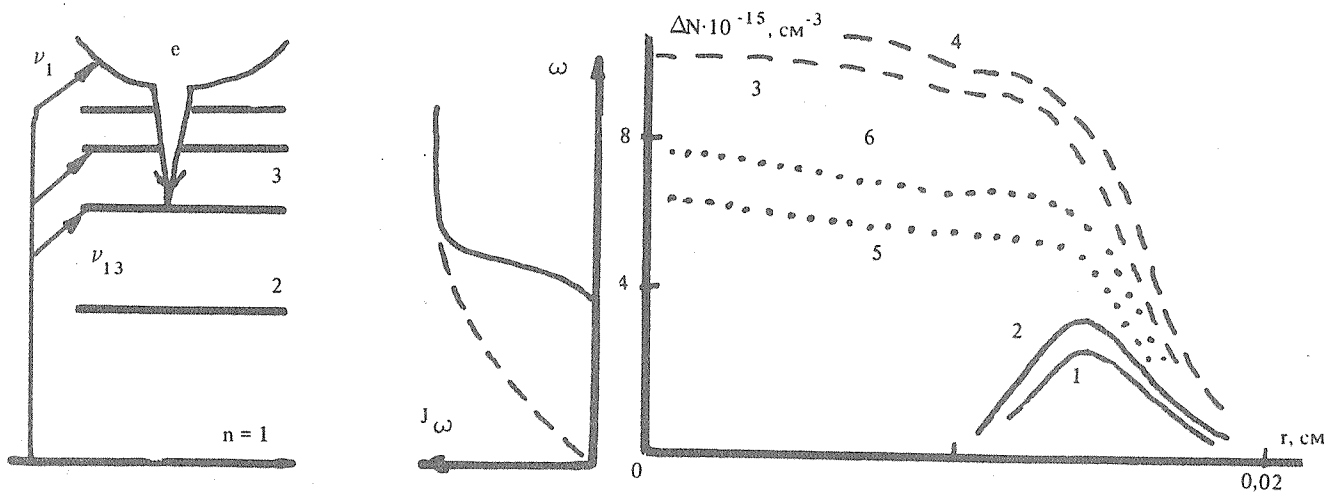


Рис. 1. Фотонакачка уровней Н-иона. Оптимальный спектр внешнего излучения обрзан между энергиями первого и второго возбужденных уровней: $\omega_g = a\Delta\omega_{12}, a \geq 1$.

Рис. 2. Радиальные профили инверсии для компонент спектроскопического дублета 3-2 иона CVI: 1 – сильная $n_j - n_{j'} = 3_{5/2} - 2_{3/2}$, 2 – слабая $3_{3/2} - 2_{1/2}$ (по усилению) компоненты дублета при выключенном внешнем ионизаторе и без учета насыщения спонтанным излучением; 3, 4 – то же при включенном внешнем ионизаторе с параметрами $a = 1, a = 1,05, T_b = 180$ эВ; 5, 6 – то же, с учетом насыщения спонтанным излучением.

возбужденных уровней иона CVI в поперечно-неоднородной нити выполнены на основе постановки и методики решения задачи /11/, учитывающей многоуровневую кинетику H-иона (с включением следующих элементарных процессов: спонтанных радиационных и столкновительных переходов между дискретными уровнями, ионизации уровней электронными ударами, тройной и фоторекомбинации на отдельные уровни), реабсорбцию поглощающих, в частности, резонансных линий в разлетающейся плазме, тонкое расщепление уровней рабочего перехода. В настоящей работе в модель внесены следующие дополнения: в релаксационную матрицу включены скорости ν_{ij} — фотопереходов между состояниями $i-j$, и фотоионизации ν_{ie} состояний в непрерывный спектр; производится приближенный пересчет концентраций H-ионов в основном состоянии и голых ядер; проводится учет влияния на населенности спонтанного излучения, интегрального по углам /11/. Задачу решали итерациями по радиальным распределениям населенностей. Параметры задачи приведены в табл. 2, результаты решения представлены на рис. 2.

При воздействии на плазменную нить излучения черного тела с обрезанным длинноволновым крылом вследствие фотоионизации происходит уменьшение концентрации H-ионов в основном состоянии. Плазма просветляется для резонансных линий, их реабсорбция становится менее существенной. В результате объем плазмы, охваченный положительной инверсией, увеличивается. При рассматриваемых условиях одновременно работают два механизма, заселяющих уровни: рекомбинационный и фотовозбуждение. Количественное соотношение между ними 25 и 75% ($\alpha = 1$) соответственно.

Т а б л и ц а 2

Радиальные распределения плотности тяжелых частиц N , температуры электронов T_e , доли голых ядер α_+ и H-ионов α_H , являющиеся выходными параметрами задачи.

$r, 10^{-3}, \text{см}$	$N, 10^{19} \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{эВ}$	α_+	α_H
0,0	1,62	10,4	0,36	0,46
4,20	1,56	10,4	0,39	0,45
6,05	1,48	10,4	0,44	0,43
7,62	1,37	10,4	0,48	0,40
9,11	1,25	10,2	0,53	0,37
10,6	1,11	9,0	0,59	0,33
20,2	0,221	6,0	0,90	0,10
32,2	$3,67 \cdot 10^{-3}$	5,4	0,96	0,04

Проведенное исследование показывает, что фотовозбуждение является более эффективным механизмом заселения уровней H-ионов по сравнению с рекомбинацией. Значительное усиление на переходе 3—2 H-иона может быть получено при облучении плазмы излучением черного тела, из спектра которого удалены частоты, отвечающие фотовозбуждению уровня $n = 2$. Обрезание спектра может быть осуществлено постановкой специально подобранных фильтров, либо с помощью многослойных рефлекторов, которые, кроме того, осуществляют фокусировку внешнего излучения /12/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М., Атомиздат, 1978.
2. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1982.
3. Pert J. G. Phil. Trans. Roy. Soc., London, A300, 631 (1981).

4. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Квантовая электроника, 8, 1621 (1981).
5. Бойко В.А. и др. Известия АН СССР, сер. физ., 47, 1880 (1983).
6. Боровский А.В., Коробкин В.В., Мухтаров Ч.К. Квантовая электроника, 14, 2269 (1987); Известия АН СССР, сер. физ., 50, 1158 (1986).
7. Бункин Ф.В. и др. Препринт ИОФАН № 221, М., 1984.
8. Боровский А.В., Коробкин В.В., Мухтаров Ч.К. Препринт ИОФАН № 143, М., 1985.
9. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Квантовая электроника, 8, 1605 (1981).
10. Держиев В.И. и др. Препринт ИОФАН № 216, М., 1986; № 164, М., 1987.
11. Боровский А.В., Галкин А.Л., Коробкин В.В. Препринт ИОФАН № 183, М., 1987; Краткие сообщения по физике ФИАН, №3, 35 (1988).
12. Matthews D. et. al. JOSA B, 4, 575 (1987).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 30 мая 1989 г.