

РЕАБСОРБЦИЯ ЛИНИИ 2 – 1 И КРИТЕРИЙ УСИЛЕНИЯ НА ПЕРЕХОДЕ 3 – 2 ВОДОРОДОПОДОБНОГО ИОНА В СВОБОДНО РАЗЛЕТАЮЩЕМСЯ ПЛАЗМЕННОМ ШНУРЕ

А.В. Борóвский, В.В. Коробкин

Получен критерий, при выполнении которого реабсорбция линии 2 – 1 не срыгает усиления на переходе 3 – 2 Н-иона при рекомбинационной накачке в свободно разлетающемся плазменном шнуре.

В последнее время наблюдалось /1–3/ усиление спонтанного излучения в коротковолновом диапазоне длин волн $\lambda < 50$ нм на переходе 3 – 2 многозарядных ионов в разлетающейся плазме. Теория коэффициентов усиления для водородоподобных ионов в разлетающихся плазменных шнурах, развитая Пертом /4–6/ и авторами настоящей работы /7,8/, качественно согласуется с этим обстоятельством. Ввиду радиационной очистки нижнего рабочего уровня с главным квантовым числом $n = 2$ усиление на переходе 3 – 2 критично по отношению к реабсорбции (перепоглощению, пленению) резонансной линии 2 – 1. Здесь получен критерий, при выполнении которого реабсорбция линии 2 – 1 не уменьшает существенным образом усиление на переходе 3 – 2 Н-иона.

Усиление при рекомбинационной накачке Н-ионов реализуется на инерционной стадии разлета плазменного шнура, когда скорость движения его границы постоянна ($u = \text{Const}$). Как правило, разлет происходит со скоростями $u \sim 10^7 - 10^8$ см/с. При этом доплеровское смещение частоты кванта, испущенного на оси шнура и поглощающегося вблизи границы с вакуумом, обусловленное относительным разбеганием точек испускания и поглощения (динамический доплер-эффект /9,4,10,11,12/), будет во много раз больше локальной ширины линии (для плазмы углерода примерно в 6 – 10 раз). Соответствующие оценки приведены в /12/. Перепоглощение линии 2 – 1 опишем методом Бибермана – Холстейна /13–14/, согласно которому скорость радиационного перехода в точке r частично реабсорбированной плазмы записывается в виде произведения скорости спонтанного радиационного перехода в оптически тонкой плазме A_{21} и параметра реабсорбции $\Theta_{21}(r) \leq 1$, имеющего смысл вероятности выхода излучения из точки r плазменного объема. Завышая в среднем эффект реабсорбции, заменим немонотонную, спадающую к границе шнура радиальную зависимость населенности основного состояния Н-иона ступенькой: $N_1(r) = \{N_1, r \leq R; 0, r > R\}$. Профиль скорости на инерционной стадии разлета шнура линейный /15/. В условиях преобладания динамического доплер-эффекта параметр реабсорбции во внутренних слоях плазмы не зависит от конкретного вида спектральной функции реабсорбируемой линии. Этот вывод был получен В.В. Соболевым в 1947 г. при рассмотрении излучения движущихся оболочек звезд. Конкретное выражение для параметра реабсорбции на оси разлетающегося шнура получено в /12/:

$$\theta_{21} = \int_0^1 \frac{1 - \exp[-\chi/(1-\xi^2)]}{\chi/(1-\xi^2)} d\xi; \quad \chi = \frac{\pi^2 c^2}{\omega_{21}^2} A_{21}^2 \frac{\Delta N_{21}}{\gamma_D} R.$$

Здесь ω_{21} – частота перехода 2 – 1; $\gamma_D = \omega_2 u/c$ – доплеровское смещение частоты; $\Delta N_{21} = g_2 N_1/g_1 - N_2$. Как правило, населенность возбужденного уровня мала, $N_2 \ll N_1$. Поэтому $\Delta N_{21} = 4N_1$.

Коэффициент усиления κ_{32}^+ Н-иона уменьшается в результате реабсорбции линии 2 – 1 не более чем в два раза при $1 \geq \theta_{21} \geq 0,7$. В результате приходим к критерию

$$\chi \equiv 1,4 \cdot 10^{-7} \frac{NRa_H}{z^2 u} < 0,5. \quad (1)$$

Здесь N – концентрация тяжелых частиц; a_H – доля Н-ионов в ионном составе плазмы, Z – заряд ядер.

Рассмотрим автомодельный адиабатический разлет в вакуум полностью ионизованного плазменного шнура с начальными плотностью тяжелых частиц N_0 , температурой электронов T_0 , радиусом R_0 . Величина a_H проходит через максимум $1/2/a_H^{\max} = \mu^{\mu/(1-\mu)}$, где $\mu = (Z - 1/Z)^3$. При заданных R_0 и Z максимальный показатель усиления $g^+ = c \int \kappa^+(t) dt$, характеризующий усилительную потенцию нестационарной активной среды, реализуется при определенной связи параметров N_0 и $T_0/16$. При этом в точке максимума коэффициента усиления $\kappa^m = \max_t \kappa^+(t)$ параметр χ^m определяется выражением

$$\chi^m = 3,4 \cdot 10^{-2} Z^{92/49} R^{48/49} N_0^{8/49} a_H.$$

Из $a_H = a_H^{\max}$, следует, что (1) выполняется лишь при условии

$$Z < 6,0 / (N^{2/23} R^{12/23}).$$

Например, при $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $R_0 = 10^{-3} \text{ см}$ получим $Z \lesssim 6$. При указанных начальных условиях для $Z = 6$ ($\lambda_{32} = 18,2 \text{ нм}$; $\lambda_{43} = 52 \text{ нм}$) $\kappa_{32}^m = 6,1 \text{ см}^{-1}$, $\kappa_{43}^m = 2,3 \text{ см}^{-1}$. Учет рекомбинационного нагрева снижает усиление примерно на 30 – 40%. Учет реабсорбции линии 2 – 1 снижает κ_{32}^m дополнительно в 2 – 3 раза. Ввиду меньшего влияния реабсорбции в периферийных областях сгустка плазмы пространственная зона повышенного усиления будет иметь форму кольца. Отметим, что реализация необходимых начальных условий, по-видимому, возможна в экспериментах по лазерному пробое газов либо при двухимпульсном облучении твердотельных микронных нитей.

Ионизуя разлетающуюся плазму внешним излучением, можно принудительно уменьшать величину a_H . Рассматривая, например, разлет в вакуум плазменного шнура из магния ($Z = 12$, $\lambda_{32} = 4,6 \text{ нм}$, $\lambda_{43} = 13 \text{ нм}$) с начальными параметрами $N_0 = 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $R_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ со скоростью $u = 10^8 \text{ см/с}$, можно надеяться на получение усиления $\kappa_{32}^m \sim 6 - 8 \text{ см}^{-1}$, если обеспечить при плотности $N \sim 2,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ величину $a_H \lesssim 3,6 \cdot 10^{-2}$. При тех же параметрах усиление на переходе 4 – 3 (κ_{43}^m) составит $1,2 \text{ см}^{-1}$. Частота ионизации основного состояния H-иона должна существенно превышать частоту рекомбинации.

Таким образом, переход 3 – 2 многозарядных ионов представляется более перспективным для усиления коротковолнового излучения при рекомбинационной накачке, чем переход 4 – 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jacoby D. et al. Optics Comm., 37, 194 (1981).
2. Suckewer S. Bull. Am. Phys. Soc., 29, 1211 (1984).
3. Matthews D. L. LLNL, UCRL-50092, 1984, p. 5.
4. Pert G. J. J. Phys. B, 9, 3301 (1976).
5. Pert G. J. J. Phys. B, 12, 2067 (1979).
6. Jacoby D. et al. J. Phys. B, 15, 3557 (1983).
7. Боровский А. В., Коробкин В. В., Мухтаров Ч. К. КЭ, 12, 289 (1985).
8. Боровский А. В., Коробкин В. В., Мухтаров Ч. К. КЭ, 12, 2456 (1985).
9. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд. Изд. ЛГУ, 1947.
10. Бойко В. А. и др. КЭ, 8, 28 (1981).
11. Боровский А. В. и др. Препринт ФИАН № 189, М., 1983.
12. Боровский А. В., Коробкин В. В., Мухтаров Ч. К. Препринт ИОФАН № 21, М., 1985.
13. Биберман Л. М. ЖЭТФ, 17, 416 (1947).
14. Биберман Л. М. и др. Кинетика низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1982.
15. Бахвалов Н. С. и др. Препринт ИОФАН № 187, М., 1985.
16. Боровский А. В., Коробкин В. В., Мухтаров Ч. К. Препринт ИОФАН № 17, М., 1986.

Поступила в редакцию 26 мая 1986 г.