

ОБ УСИЛЕНИИ ВАКУУМНО-УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАСПАДАЮЩЕЙСЯ ПЛОТНОЙ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Л.И.Гудзенко, Ю.К.Земцов, С.И.Яковленко

Интерес к рекомбинации плотной плазмы связан, в частности, с задачей создания квантовых генераторов в коротковолновом диапазоне.

Среди преимуществ рекомбинационной неравновесности¹⁾ следует отметить сравнительную длительность усилительных свойств и осуществимость их многократного быстрого восстановления. Гелиевая плазма в настоящее время предпочтительна не только для теории (сечения элементарных актов здесь изучены относительно детально), но и для эксперимента, поскольку гелий инертный газ, а предлагаемая для усиления длина волны (1641 Å) позволяет использовать зеркала и выводиться из резонатора через твердые окна.

В работах [2, 3] было показано, что в распадающейся гелиевой плазме может реализоваться инверсная заселенность для некоторых пере-

¹⁾ В работе [1] обсуждается возможность получения генерации на переходе иона гелия $n = 3 \rightarrow n = 2$ в режиме нарастающей ионизации.

ходов между уровнями иона гелия. Однако коэффициенты усиления, вычисленные в [3], получены в предположении трудно осуществимой оптической прозрачности плазмы (рис.1, кривые 1). Реабсорбция излучения существенно меняет картину заселения уровней. Решение системы уравнений кинетики заселения уровней [3], выполненное с учетом реабсорбции [4] для однородной плазмы в цилиндре диаметром 1 см, показало, что при концентрациях ионов гелия в основном состоянии $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и выше инверсная заселенность для перехода $n = 3 \rightarrow n = 2$ отсутствует (рис.1, кривые 2).

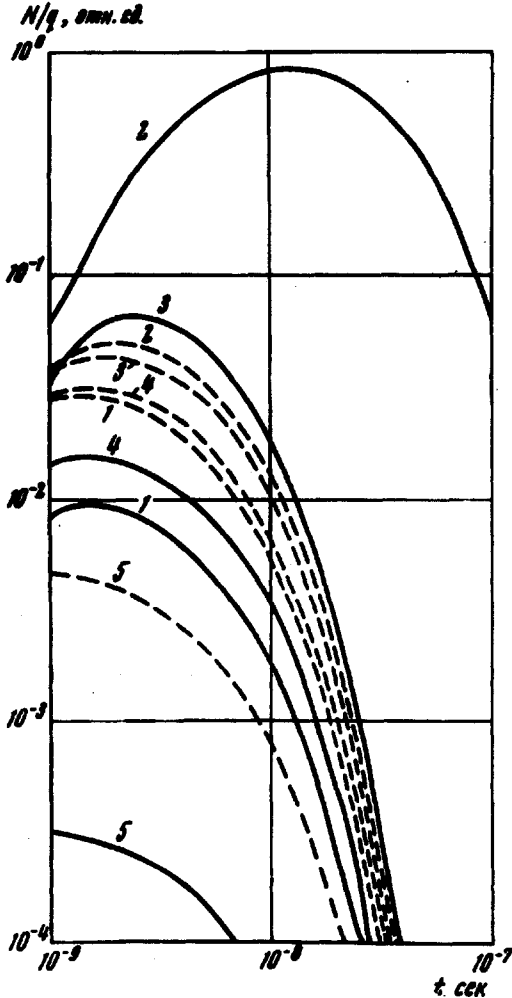


Рис. 1. Временная зависимость заселенностей уровней He^+ $n = 2$ и $n = 3$ при $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 0,3 \text{ эв}$ в относительных единицах: 1 — без учета реабсорбции, 2 — $N_0 = 0$, 3 — $N_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, 4 — $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, 5 — $N_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, сплошная прямая — $n = 2$, пунктирная кривая — $n = 3$

Существует эффект, как бы снимающий влияние реабсорбции и восстанавливающий инверсную заселенность в оптически плотной плазме. При столкновении иона гелия в возбужденном состоянии (потенциал возбуждения $\geq 40,8 \text{ эв}$) с атомом гелия в основном состоянии (потенциал ионизации $= 24,6 \text{ эв}$) может произойти непосредственная ионизация атома, сопровождающаяся переходом иона в основное состояние. Для сечения тако-

го процесса, согласно [5], можно написать:

$$\sigma = 2,3 \pi a_0^2 \left[\frac{\sigma_{\phi}(\omega)}{\pi a_0^2} \left(\frac{Ry}{\hbar \omega} \right)^2 f \frac{c}{v} \right]^{2/5}$$

где $\hbar \omega$ – потенциал возбуждения рассматриваемого уровня иона, f – сила осциллятора для перехода между этим уровнем и основным состоянием иона, $\sigma_{\phi}(\omega)$ – сечение фотоионизации атома, v – относительная скорость сталкивающихся частиц, $Ry = me^4 / 2\hbar^2$, a_0 – боровский радиус, c – скорость света. Подставляя в эту формулу значения f [6] и $\sigma_{\phi}(\omega)$ [7], соответствующие столкновению иона в состоянии $n = 2$ с невозбужденным атомом, получаем $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. При температуре порядка $0,5 \text{ эв}$ имеем $\langle \sigma v \rangle \sim 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$. Таким образом, при концентрации атомов гелия в основном состоянии $N_0 \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ скорость опустошения уровня иона $n = 2$ за счет такого процесса превышает скорость радиационного распада ($A = 8 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$).

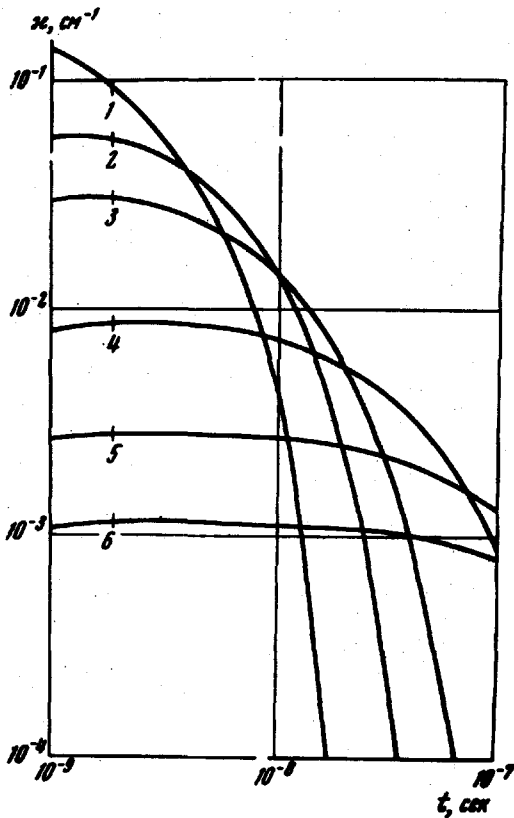


Рис. 2. Коэффициент усиления для линии 1641 Å при $N_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$:
 1 – $T_0 = 0,2 \text{ эв}$, 2 – $T_0 = 0,3 \text{ эв}$,
 3 – $T_0 = 0,4 \text{ эв}$, 4 – $T_0 = 0,6 \text{ эв}$,
 5 – $T_0 = 0,8 \text{ эв}$, 6 – $T_0 = 1 \text{ эв}$

С увеличением главного квантового числа n сечение этого процесса падает в связи с уменьшением как силы осциллятора f , так и се-

чения фотоионизации $\sigma_{\text{ф}}(\omega)$. Таким образом, можно ожидать, что ионизация атомов гелия при столкновении с возбужденными ионами гелия приведет к преимущественному опустошению самых низких возбужденных состояний и созданию инверсной заселенности.

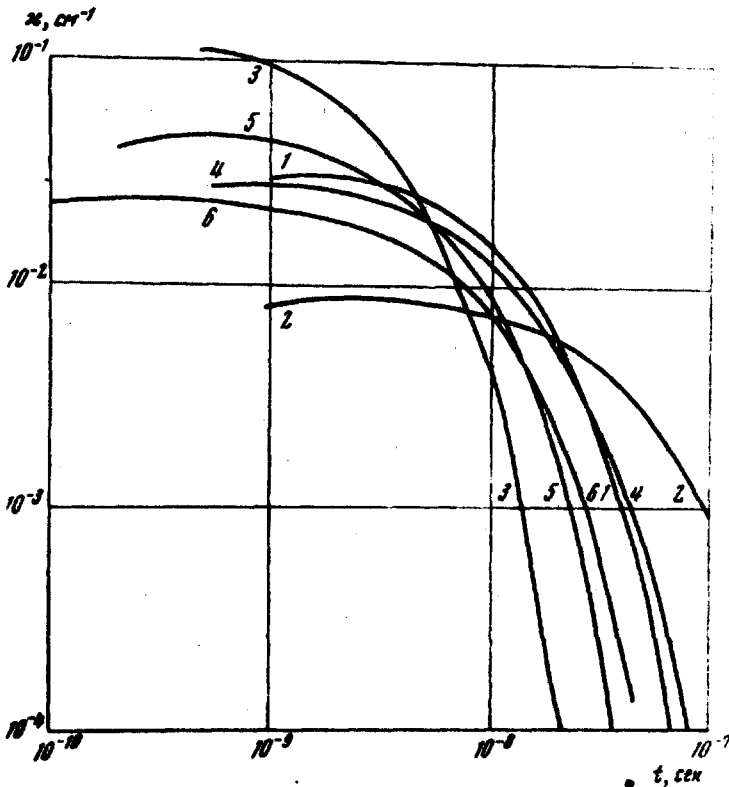


Рис. 3. Коэффициент усиления для линии 1641 Å при различных значениях параметров плазмы:

$N_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{эВ}$	$N_0, \text{см}^{-3}$
1 - 10^{16}	1 - 0,4	1 - 10^{19}
2 - 10^{16}	2 - 0,6	2 - 10^{19}
3 - $2 \cdot 10^{16}$	3 - 0,4	3 - 10^{19}
4 - $2 \cdot 10^{16}$	4 - 0,6	4 - 10^{19}
5 - $5 \cdot 10^{16}$	5 - 0,8	5 - 10^{19}
6 - 10^{17}	6 - 1,2	6 - $4 \cdot 10^{19}$

Система уравнений [3] при учете обсуждаемого здесь процесса решалась с помощью ЭЦВМ для различных значений параметров плазмы: концентрации электронов $N_e = 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, концентрации атомов в основном состоянии $N_0 = 3 \cdot 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и электронной температуры $T_e = 0,2 - 1,4 \text{ эВ}$. При выборе начальных условий считалось, что концентрация двукратных ионов составляет $N^{++} = 0,01 N^+$ [8, 9], а возбужденные уровни являются незаселенными.

На рис.1 изображен временной ход заселенностей уровней иона He^+ с главными квантовыми числами $n = 2$ и $n = 3$ при $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и

$T_e = 0,3 \text{ эв}$ для различных значений N_0 . Инверсная заселенность для указанных уровней реализуется при концентрации атомов $N_0 > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (эта концентрация зависит от N_e и T_e). На рис.2 и 3 представлена временная зависимость коэффициента усиления κ для перехода $n=3 \rightarrow n=2$ ($\lambda = 1641 \text{ \AA}$) при различных значениях параметров плазмы. При концентрациях $N_e \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_0 \sim 10^{19} - 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и температурах $T_e \sim 0,4 - 1,2 \text{ эв}$ для указанной линии κ остается на практически разумном уровне $\kappa > 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ вплоть до момента времени $t \sim 10^{-8} \text{ сек}$. Величина κ определяется соотношением между скоростью заселения уровней в процессе рекомбинации (основная зависимость от N_e и T_e) и скоростью их опустошения за счет ионизации при соударениях с атомами (основная зависимость от N_0).

Время охлаждения электронов [10] после короткого импульса ионизации оказывается меньше времени существования инверсности (при этом $T_i \approx T_0$ [11]). Нагрев же электронов в процессе рекомбинации несущественен, так как в интересующем нас интервале времени рекомбинирует лишь малая ($\sim N^{++} / N^+$) доля электронов.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
28 июля 1970 г.

Литература

- [1] W.R.Bennett. J. Appl. Optics, Suppl. № 2, 3, 1965.
- [2] Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. ПМТФ, 5, 115, 1966.
- [3] Ю.К.Земцов, IX Int. Conf. on Phenom. in Ionized Gases, Bucuresti, 1969.
- [4] Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. J.Q.S.R.T., 8, 701, 1968.
- [5] Б.М.Смирнов, О.Б.Фирсов. Письма в ЖЭТФ, 2, 478, 1965.
- [6] К.У.Аллен. Астрофизические величины, ИЛ, 1960.
- [7] И.Б.Левинсон, А.А.Никитин. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах, изд-во ЛГУ, 1962.
- [8] H.E.Stanton, J.E.Monahan. Phys. Rev., 119, 711, 1960.
- [9] M.Gryziński. Phys. Rev., 138, 336, 1965.
- [10] Вопросы теории плазмы, под ред. М.А.Леонтовича, вып.4, Атомиздат, 1964, стр.117.
- [11] A.C.Kolb, R.W.P. McWhirter. Phys. Fl., 7, 519, 1964.