

## РЕЗОНАНСНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД КАК ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ СОЗДАНИЯ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

*А. П. Гаверилук*

В настоящей работе предлагается новый способ получения переохлажденной плазмы, основанный на использовании резонансного оптического разряда [1-3]. На основе численного моделирования процесса образования и релаксации плазмы в парах натрия показана возможность возникновения инверсии населенностей между возбужденными состояниями атомов.

Если интенсивность излучения насыщающая, то образуется квазиравновесная относительно резонансного состояния концентрация электронов [3]. С прекращением воздействия излучения атомы быстро релаксируют в основное состояние, относительно которого электронная система является переохлажденной. Следующим обстоятельством, способствующим дальнейшему их быстрому охлаждению, является отрыв температуры электронов  $T_e$  в процессе ионизации от температуры ионов  $T_i$ , которые за время импульса  $\tau_n$  не успевают заметно нагреться. Поскольку сечение упругого электрон-ионного обмена энергией велико, то охлаждение может протекать быстрее рекомбинации. Введение буферного газа может значительно замедлить нагрев ионов, что будет способствовать сохранению высокого темпа охлаждения электронов вплоть до начальной температуры газа.

С другой стороны, слишком большая концентрация буферного газа может не позволить достичь температуры электронов, необходимой для развития лавинной ионизации газа. Оценить допустимую концентрацию буферного газа можно из уравнения для температуры ионов и сравнения скорости обмена энергией между электронной и ионной системами со скоростью обмена между электронами и буферным газом.

Уравнение для температуры ионов имеет вид

$$\frac{dT_i}{dt} \approx \sigma_{ei} v_e n_e \frac{2m_e}{M} (T_e - T_i) - \sigma_{ia} v_i n_6 (T_i - T_6), \quad (1)$$

где  $\sigma_{ei} \sim 2 \cdot 10^{-12} T_{e-2}$  — сечение упругих электрон-ионных столкновений;  $v_e$  — средняя скорость электронов;  $n_e, n_6$  — концентрация электронов и буферного газа соответственно;  $m_e, M$  — масса электрона и иона (атома);  $\sigma_{ia}$  — сечение упругих ион-атомных столкновений ( $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ );  $v_i$  — средняя скорость ионов;  $T_6$  — температура атомов буферного газа.

Учитывая, что в процессе нагрева ионов  $dT_i/dt \geq 0$  и полагая  $T_6 \ll T_e$ , из уравнения (1) можно оценить нижнюю границу для  $n_6$ , при котором выполняется условие  $T_i/T_e \ll 1$ . Это значение определяется условием

$$n_6 \gg n'_6 = \frac{\sigma_{ei} n_0 m_e}{\sigma_{ia} M}, \quad (2)$$

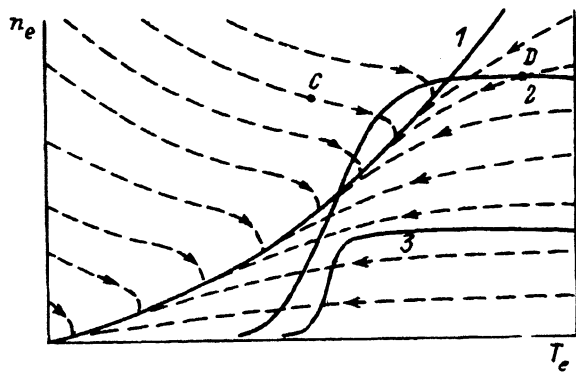


Рис. 1. Качественная фазовая картина  $(n_e, T_e)$  процесса охлаждения плазмы при учете рекомбинационного нагрева.

1 — изоклина ( $dT_e/dt = 0$ ); 2, 3 — равновесные зависимости  $n_e(T_e)$ , штриховые линии — фазы процесса охлаждения.

что при  $m_e/M \sim 10^{-4}$  и  $\sigma_{ia} \sim 10^{-15}$  см<sup>2</sup> дает  $n_6 \gg 10n_0/T_e^2$  ( $n_e \approx n_0$ ), т.е. при таких концентрациях буферного газа температурой ионов можно пренебречь ( $T_i \sim 0$ ) в сравнении с  $T_e$ .

Верхнюю границу  $n_6^*$  оценим из условия, что скорость охлаждения электронов на ионах превышает скорость их охлаждения на атомах буферного газа,

$$\sigma_{ei}v_e \frac{2m_e}{M}(T_e - T_i) \geq \sigma_{ea}v_e n_6 \frac{2m_e}{M}(T_e - T_6), \quad (3)$$

где  $\sigma_{ea}$  — сечение упругих электрон-атомных столкновений.

Полагая  $T_i, T_6 \ll T_e$ , получаем следующую оценку

$$n_6 \leq n_6^* = 2.0 \cdot 10^3 T_e^{-2} n_{e0}. \quad (4)$$

Таким образом, при концентрациях буферного газа в интервале  $n_6' < n_6 < n_6^*$  ( $n_{e0} = n_0$ ,  $T_e = 0.1$  эВ,  $n_6' \sim 10^3 n_0$ ,  $n_6^* \sim 10^5 n_0$ ) температура ионов стабилизируется на низком уровне ( $\sim T_6$ ) и определяющим является охлаждение электронов на ионах. Тогда в режиме преимущественной трехчастичной рекомбинации процесс охлаждения и рекомбинации можно описать следующей системой уравнений

$$\frac{dn_e}{dt} = -Rn_e^3 \approx -5.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} n_e^3,$$

$$\frac{dT_e}{dt} \approx -\sigma_{ei}v_e n_e \frac{2m_e}{M} T_e + Rn_e^2 I_1 \approx -2.4 \cdot 10^{-8} T_e^{-1/2} n_e + 5.4 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2} n_e^2 I_1, \quad (5)$$

где коэффициент рекомбинации  $R$  описывается формулой Питаевского [4],  $I_1$  — потенциал ионизации атома.

Второй член в правой части уравнения для  $T_e$  описывает рекомбинационный нагрев. При этом полагаем, что  $T_e \ll I_1$  и в конечном счете при единичном акте трехчастичной рекомбинации в электронную систему передается энергия  $< I_1$ . Т.е. мы взяли худшую для охлаждения ситуацию с максимальным возможным рекомбинационным нагревом.

На рис. 1 приведен качественный вид фазовых траекторий системы (5). Допустимая область разбивается на две части кривой (изоклина  $dT_e/dt = 0$ )

Рис. 2. Зависимость  $n_e(T_e)$  в равновесном случае (1) и полученная при численном моделировании релаксации натриевой плазмы POP (2).

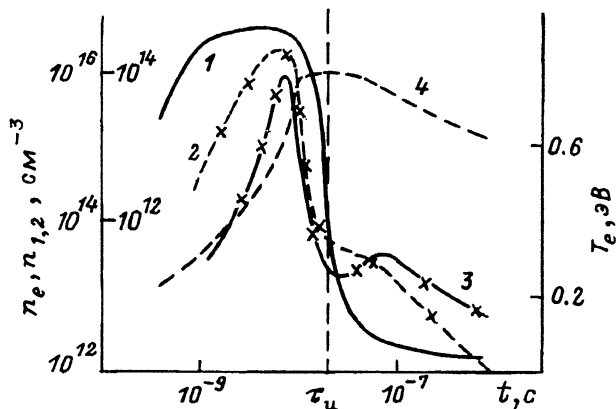
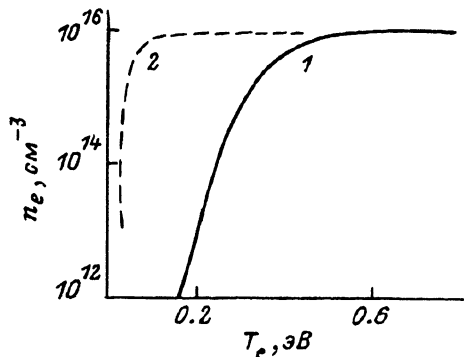


Рис. 3.

1 — динамика  $T_e$  и концентраций частиц в процессе релаксации натриевой плазмы POP, 2 — концентрация атомов в состоянии  $4P_{3/2}$ , 3 — в  $4D_{3/2}$ , 4 —  $n_e$ .

$$n_e \approx 4.4 \cdot 10^{18} \frac{T_e^4}{I_1} \quad (6)$$

Для сравнения приведены также равновесные зависимости  $n_e(T_e)$ . Из вида фазовых траекторий видно, что существуют условия, когда начально переохлажденная плазма по мере рекомбинации переходит в перегретое состояние, затем снова в переохлажденное (точки C и D). В любом случае фазовые траектории в конце концов выходят на кривую 1. Поскольку равновесная концентрация электронов убывает  $\sim \exp(I_1/2T_e)$ , а неравновесная  $\sim T_e^4$ , т.е. значительно медленнее, это приводит к переохлаждению электронов. Например, при  $T_e = 0.1$  эВ,  $I_1 = 10$  эВ имеем  $n_{e \text{ пер}} \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а  $n_{e \text{ рав}} \approx 10^{-10} n_0^{1/2}$  ( $n_0 \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ).

В реальном процессе присутствуют потери энергии электронов на ионизацию, что может компенсировать рекомбинационный нагрев. Поэтому газ будет иметь более высокую степень ионизации в сравнении с вышеизложенным. В этом можно убедиться по результатам численного моделирования резонансного оптического разряда в парах натрия и последующего этапа релаксации плазменного состояния. В модели [3] учитывались 15 уровней ( $3S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ) и следующие процессы: возбуждение, девозбуждение и ионизация электронным ударом, фото- и трехчастичная рекомбинация, спонтанный распад с учетом пленения излучения (применительно к циклическому каналу диаметром 1 см). Интенсивность

излучения насыщающая. Буферный газ – неон. Пример полученных результатов численного расчета приведен на рис. 2 и 3 для  $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_6 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Длительность импульса резонансного излучения должна быть больше времени ионизации, но меньше характерного времени нагрева буферного газа и в данном случае равна 20 нс. Как видно из рис. 2, концентрация электронов вплоть до  $T_e \approx T_6$  значительно (на несколько порядков) превышает равновесную, реально влияние рекомбинационного нагрева малó. На рис. 3 приведена динамика рекомбинации частиц и температуры электронов. Видны очень быстрое падение  $T_e$  вплоть до  $T_6$  и значительно более медленный спад концентрации электронов. Причем заметное падение  $T_e$  наблюдается еще до окончания импульса излучения, что можно объяснить действием механизма, рассмотренного в работе [5]. Кроме того, как известно [6], такая переохлажденная плазма может являться активной средой. В данном случае приведен один из переходов ( $4P_{3/2} - 4D_{3/2}$ ), на котором в процессе рекомбинации возникает инверсия населенностей. Можно предположить, что таких переходов между высоковозбужденными состояниями (неучтенными моделью) в области “узкого горла” должен существовать целый набор.

Таким образом, резонансный оптический разряд в атомарных газах с использованием импульса излучения определенной длительности и небольшой интенсивности является достаточно простым способом получения глубоко переохлажденной плазмы, которая может являться активной средой для генерации излучения.

#### Список литературы

- [1] *Measures R.M.* // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 7. P. 2673–2675.
- [2] *Шапарев Н.Я.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2229–2231.
- [3] *Гаериллюк А.П., Шапарев Н.Я.* Препринт ВЦ СО АН СССР. № 15. Ч. 1. Красноярск, 1986. 36 с.
- [4] *Питаевский Л.П.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 5. С. 1326–1329.
- [5] *Гаериллюк А.П., Шапарев Н.Я.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 8. С. 1008–1010.
- [6] *Гудзенко Л.И., Яковенко С.И.* Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.

Вычислительный центр СО РАН  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
18 марта 1992 г.