

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

### РЕЗОНАНСНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД НА ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМАХ

А. П. Гаврилюк, Н. Я. Шапарев

Образование плазмы при воздействии резонансного излучения на нормальные атомы рассматривалось в [1-5]. В данной работе показывается возможность поддержания резонансного разряда при воздействии излучения на возбужденные атомы. Механизм нагрева плазмы обусловлен сверхупругими столкновениями электронов с атомами. На основе этого способа можно получить резонансную плазму на атомах, имеющих высокий потенциал возбуждения при воздействии ИК или оптического излучения на один из переходов между возбужденными состояниями.

Пусть на начально квазиравновесную плазму подается излучение, резонансное атомному переходу между возбужденными состояниями  $k$  и  $m$  с энергией перехода  $E_{km} \ll I_1$  ( $I_1$  — потенциал ионизации атома из основного перехода). Излучение возбуждает атомы, которые отдают свою энергию на нагрев электронов при сверхупругих столкновениях. Поскольку в квазиравновесной плазме имеем  $n_e \gg n_k$ , то выполняется следующая иерархия характерных времён

$$\tau_m < \tau_p \ll \tau_n, \quad (1)$$

где  $\tau_m$  — время установления максвелловского распределения электронов по энергии,  $\tau_p$  — время установления квазиравновесного (больцмановского) распределения населенностей,  $\tau_n$  — время сверхупругого нагрева. В этом случае можно утверждать, что в процессе нагрева сохраняется максвелловское распределение электронов, а населенность возбужденных уровней успеваеt подстраиваться к более медленному процессу изменения температуры электронов. Это позволяет для описания заселенностей уровней резонансного перехода использовать условие квазистационарности следующего вида:

$$\begin{aligned} \frac{dn_k}{dt} &\approx -\sigma I \left( n_k - \frac{g_k}{g_m} n_m \right) - K_{km} n_k n_e + K_{mk} n_m n_e + n_e \sum_i K_{im} n_i - n_e n_m \sum_i K_{mi} \approx 0, \\ \frac{dn_m}{dt} &\approx \sigma I \left( n_k - \frac{g_k}{g_m} n_m \right) + K_{km} n_k n_e - K_{mk} n_m n_e + n_e \sum_i K_{ik} n_i - n_e n_k \sum_i K_{ki} \approx 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$i \neq k, m,$

где  $\sigma$  — сечение фотопоглощения,  $I$  — интенсивность излучения,  $n_i$  — населенность  $i$ -го уровня,  $n_e$  — концентрация электронов,  $g_i$  — статистический вес  $i$ -го состояния,  $k_{ij}$  — коэффициент возбуждения или девозбуждения электронным ударом.

Поглощаемая плазмой энергия  $W^+$  равна

$$W^+ = \sigma I E_{km} \left( n_k - \frac{g_k}{g_m} n_m \right). \quad (3)$$

Используя (2) для  $W^+$ , получаем выражение

$$W^+ = W \cdot \left[ \frac{\left( K_{mk} + \frac{\sum_i K_{mi}}{\sum_i K_{ki}} K_{km} + \sum_i K_{mi} \right) n_e}{\sigma I \left( \frac{\sum_i K_{mi}}{\sum_i K_{ki}} + \frac{g_k}{g_m} \right) + \left( K_{mk} + \frac{\sum_i K_{mi}}{\sum_i K_{ki}} K_{km} + \sum_i K_{mi} \right) n_e} \right], \quad (4)$$

$$W^0 = c I E_{km} \left( n_k^0 - \frac{g_k}{g_m} n_m^0 \right), \quad i \neq k, m,$$

$n_k^0, n_m^0$  — равновесные (больцмановские) концентрации атомов в соответствующих состояниях. При малых интенсивностях излучения формула (4) описывает линейный закон поглощения  $W^+ = W^0$ . С увеличением интенсивности поглощение становится нелинейным. Это связано как с явлением обычного насыщения поглощения, так и с изменением температуры и концентрации электронов, а соответственно и концентрации возбужденных атомов.

Для анализа условий реализации разряда рассмотрим баланс энергии цилиндрического плазменного канала радиуса  $R$ . Уравнение баланса энергии  $W_n$  для единицы объема плазмы имеет вид

$$\frac{dW_n}{dt} = W^+ - W^-, \quad (5)$$

где описывается  $W^+$  формулой (4), а  $W^-$  определяет удельные потери энергии, обусловленные в основном теплопроводностью и потерями на излучение при спонтанном распаде атомов.

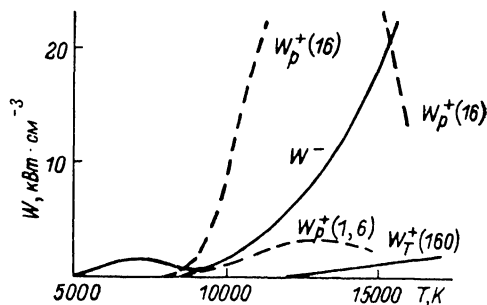
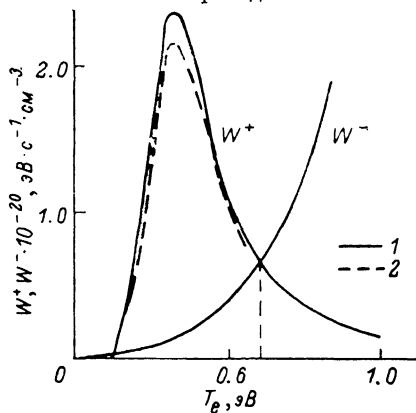


Рис. 1. Зависимость поглощаемой мощности резонансного излучения  $W^+$  и соответствующих удельных потерь  $W^-$  при  $R=0.5$  см,  $n_0=10^{16}$  см $^{-3}$  и  $cI=10^9$  фотон $\cdot$ с $^{-1}$ , полученная по аналитической модели (1) и при численном расчете (2).

Рис. 2. Зависимость удельных потерь энергии плазмы  $W^-(T)$ , поглощаемой энергии резонансного  $W_p^+(T)$  и нерезонансного  $W_r^+(T)$  излучения в единице объема.

В скобках указана интенсивность излучения в кВт $\cdot$ см $^{-2}$ .

Учитывая, что

$$W_n = \left[ I_1 + \frac{3}{2} (T_e + T_i) \right] n_e + \frac{3}{2} n_a T_a + \sum_{j=2} n_j E_{1j}, \quad (6)$$

изменение энергии плазмы можно выразить через изменение температуры и концентрации частиц

$$\frac{dW_n}{dt} = I_1 \frac{dn_e}{dt} + \frac{3}{2} (T_e + T_i - T_a) \frac{dn_e}{dt} + \frac{3}{2} n_e \frac{d(T_e + T_i)}{dt} + \frac{3}{2} n_a \frac{dT_a}{dt} + \sum_{j=2} E_{1j} \frac{dn_j}{dt}, \quad (7)$$

где  $T_e, T_a$  — температура ионов и атомов,  $n_a$  — концентрация атомов ( $n_a = \sum_{j=1} n_j$ ).

Используя тот факт, что сечение электрон-ионных столкновений значительно больше электрон-атомных и  $n_e \gg n_k$ , можно показать, что характерное время упругого обмена энергией между электронами и ионами, электрон-ионной системой и атомной существенно меньше времени нагрева электронов за счет сверхупругих ударов. На основании этого можно ввести единую температуру плазмы  $T$

$$T_e = T_i = T_a = T. \quad (8)$$

С учетом данного обстоятельства и уравнения (7) уравнение баланса (5) можно переписать в виде

$$\frac{dT}{dt} \approx \frac{W^+ - W^-}{T^2 \left\{ \left[ I_1 + 1.5T - \sum_{j=2} \frac{g_j}{g_1} \exp\left(-\frac{E_{1j}}{T}\right) \right] \frac{I_1 (n_0 - n_e) n_e}{(2n_0 - n_e)} + 1.5 (n_0 + n_e) T^2 + \sum_{j=2} n_j E_{1j} \right\}}. \quad (9)$$

Таким образом, описание процесса нагрева и поддержания плазмы сводится к одному уравнению для ее температуры, что значительно упрощает исследование этого процесса.

Уравнение (9) имеет три стационарные точки, которые определяются соотношением

$$W^+ = W^- \quad (10)$$

На рис. 1 приведены зависимости  $W^+(T)$  и  $W^-(T)$  при воздействии резонансного излучения на переход  $4P_{3/2} - 4D_{5/2}$  атомов натрия. Точки пересечения этих кривых  $T_1, T_2, T_3$  являются корнями уравнения (10). В точках  $T_1$  и  $T_3$  реализуются устойчивые стационарные состояния, а в  $T_2$  — неустойчивое. В интервале температур  $[T_1, T_2]$  плазма, несмотря на воздействие излучения, охлаждается до  $T_1$ , а в  $(T_2, T_3)$  нагревается до  $T_3$  и в  $(T_3, \infty)$  снова будет охлаждаться до  $T_3$ . На рис. 1 также приведена зависимость  $W^+(T)$ , полученная при численном решении задачи с учетом 15 уровней в модели атомов натрия. Видно хорошее совпадение для  $W^+(T)$ , полученной по формуле (4) и при численном решении.

Как уже говорилось ранее, этот способ позволяет реализовать оптический разряд в газах, атомы которых имеют высокий потенциал возбуждения. На примере квазиравновесной плазмы азота атмосферного давления оценивался баланс энергии плазменного канала  $R=0.5$  см при различных температурах и интенсивностях излучения. Рассматривался переход  $3^2P_{3/2} - 3^2D_{5/2}$  атома азота. Поглощаемая энергия  $W^+$  оценивалась по формуле (4). Состав плазмы и потери энергии  $W^-$  определялись с помощью данных, приведенных в [6].

На рис. 2 приведены зависимости  $W^+(T)$  и  $W^-(T)$ . При оценке сечения фотопоглощения учитывалось доплеровское и шарковское уширение линии поглощения. Здесь же для сравнения приведена зависимость энергии  $W^+(T)$ , поглощаемой за счет тормозных процессов. Видно, что резонансное излучение поглощается значительно эффективнее. Результаты данной работы показывают принципиальную возможность реализации резонансного оптического разряда на возбужденных атомах, что особенно важно для газов, имеющих высокий потенциал ионизации.

#### Литература

- [1] *Measures R. M.* J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2673—2675.
- [2] *Шанарев Н. Я.* ЖТФ, 1979, т. 49, № 11, с. 2229—2231.
- [3] *Шанарев Н. Я.* ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 3, с. 957—962.
- [4] *Gavriluk A. P., Shaparev N. Ya.* Optics Commun., 1981, v. 39, N 6, p. 379—382.
- [5] *Measures R. M., Cardinal P. G.* Physical Review A, 1981, v. 23, N 2, p. 804—815.
- [6] *Древесин С. В., Донской А. В., Гольдфарб В. М., Клубникин В. С.* Физика и техника низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1972.

Вычислительный центр СО АН СССР  
Красноярск  
Красноярский государственный  
университет

Поступило в Редакцию  
9 марта 1987 г.

УДК 621.372.2.8.029.7

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

### ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБМЕНА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

А. И. Башкиров, В. М. Шандаров, С. М. Шандаров

В последнее время значительное внимание уделяется исследованию свойств оптических волноводов, создаваемых в ниобате лития путем ионного обмена в расплавах некоторых органических кислот и солей [1]. На основе подобных волноводов уже реализованы такие интегрально-оптические элементы, как поляризаторы, электрооптические модуляторы и т. д. Несомненный интерес представляет исследование акустооптических свойств ионообменных волноводов, что явилось целью данной работы.

В экспериментах использовался волновод, созданный на поверхности пластины ниобата лития X-среза высокотемпературной диффузией титана с последующим ионным обменом в расплаве бензойной кислоты. В сформированном диффузией титана волноводе в направлении оси Y могли распространяться две TE-моды с эффективными показателями преломления  $n_0^* = 2.2052$ ,  $n_1^* = 2.2045$ . Ионный обмен лития на протоны проводился при температуре  $(240 \pm$