

01; 02; 07

Одновременная накачка в лазере на атомарном и ионном самоограниченных переходах

© В.А. Кельман, Е.А. Светличный, Е.Ю. Ремета

Институт электронной физики НАН Украины,
88017 Ужгород, Украина
e-mail: vkel@mail.uzhgorod.ua, remeta@iep.uzhgorod.ua

(Поступило в Редакцию 30 июля 2008 г.)

Для лазера на самоограниченных переходах в спектре атома и иона одного и того же элемента в приближении насыщенной мощности получены решения кинетических уравнений в квадратурах, которые описывают одновременную накачку рабочих уровней. Решения отражают общие особенности поведения населенностей резонансных уровней атома и иона в зависимости от концентрации электронов и позволяют оценить верхнюю границу энергетических характеристик генерации. В качестве примера рассмотрена одновременная накачка рабочих уровней атома и иона кальция. Показано, что значения населенностей уровней, мощности и энергии импульсов генерации такого ионно-атомарного лазера являются сравнимыми. Отмечено, что для полной реализации возможностей ионных лазеров следует обеспечить надлежащие условия возбуждения уровней на протяжении всего импульса накачки, особенно в его заключительной фазе.

PACS: 42.55.Lt

Введение

Среди лазеров на самоограниченных переходах [1] (СОП) (нижний рабочий уровень — метастабильный, m , а верхний — резонансный, r), известных еще как лазеры на $r \rightarrow m$ -переходах, преобладают лазеры на атомарных переходах [2]. Это не является случайным, поскольку характеристики этих лазеров в целом значительно превышают выходные параметры лазеров на ионных СОП. Между тем систематических исследований, касающихся сравнения потенциальных возможностей этих лазеров, не проводилось, тем более в случае одновременной накачки атомных и ионных уровней. Необходимость такого сравнительного изучения стимулируется также значительным количеством обнаруженных лазерных генераций на самых разных спектральных линиях как в атомах, так и в ионах одного и того же химического элемента. Преимущественно это атомы и ионы щелочно-земельных элементов — кальция, стронция [3], бария [4]. Кроме того, актуальность рассматриваемой здесь проблематики связана с попытками создания многоцветных лазеров (см., например, [5]), повышением коэффициента полезного действия преобразования электрической энергии в лазерную генерацию, созданием лазеров ИК-диапазона для лазерной хирургии с одновременной визуализацией зоны воздействия лазерного скальпеля [6].

В настоящей работе теоретически изучается указанная проблема с точки зрения единого подхода на примере одновременной накачки атомных и ионных лазерных переходов. В приближении насыщенной мощности получены выражения в квадратурах для населенностей верхних рабочих уровней атома и иона с использованием общего уравнения для концентрации электронов. Конкретное применение решений продемонстрировано на примере лазера на СОП атома и иона кальция.

Численное моделирование стало, пожалуй, ведущим и наиболее продуктивным теоретико-познавательным методом при детальном изучении конкретных особенностей поуровневой кинетики лазеров на СОП. Тем не менее для более глубокого понимания сути общих особенностей накачки в атомарных и ионных лазерах на СОП нами использован аналитический метод как более информативный. Укажем на одну из первых работ подобного плана [7], которая значительно стимулировала теоретические исследования в данной области в целом.

Общие уравнения

Потоки накачки на нижний, метастабильный, и верхний, резонансный, уровни атома рабочего вещества, создаваемые за счет неупругих столкновений электронов с атомами, представим в виде (здесь 0 — основной уровень)

$$\begin{aligned} \frac{dN_m}{dt} &= N_0 Q_{0m} N_e + N_r (Q_{rm} N_e + A_{rm}) - N_m Q_m N_e + P(t), \\ \frac{dN_r}{dt} &= N_0 Q_{0r} N_e + N_m Q_{mr} N_e - N_r (Q_r N_e + A_r) - P(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Аналогично для соответствующих ионных состояний

$$\begin{aligned} \frac{dN_m^i}{dt} &= N_0^i Q_{0m}^i N_e + N_r^i (Q_{rm}^i N_e + A_{rm}^i) - N_m^i Q_m^i N_e + P^i(t), \\ \frac{dN_r^i}{dt} &= N_0^i Q_{0r}^i N_e + N_m^i Q_{mr}^i N_e - N_r^i (Q_r^i N_e + A_r^i) - P^i(t). \end{aligned} \quad (2)$$

В (1), (2) N_k и N_k^i — концентрации (удельные заселенности) атомов и ионов рабочего вещества в соответствующих состояниях $k = 0, m, r$; $P(t)$ и $P^i(t)$ — удельные

мощности вынужденного излучения (в числе переходов в единице объема за единицу времени).

Концентрация электронов N_e удовлетворяет уравнению кинетики

$$\frac{dN_e}{dt} = N_0 Q_{0i} N_e + N_m Q_{mi} N_e + N_r Q_{ri} N_e. \quad (3)$$

В уравнениях (1), (2) величины

$$Q_m = Q_{m0} + Q_{mr} + Q_{mi} + \sum_{k_1} Q_{mk_1},$$

$$Q_r = Q_{r0} + Q_{rm} + Q_{ri} + \sum_{k_2} Q_{rk_2},$$

$$Q_m^i = Q_{m0}^i + Q_{mr}^i, \quad Q_r^i = Q_{r0}^i + Q_{rm}^i,$$

$$A_r = A_{rm} + A_{r0}, \quad A_r^i = A_{rm}^i + A_{r0}^i.$$

Здесь и в (1)–(3) значения Q_{ks} для атома (Q_{ks}^i для иона) — это константы скоростей реакций электронного возбуждения (девозбуждения) с уровня k на уровень s ; Q_{ki} — константы скоростей ионизации с атомного уровня $k = 0, m, r$ в основное состояние иона, A_{sk} (A_{sk}^i) — вероятности спонтанного радиационного распада уровня s на уровень k атома (иона). Параметры Q_s (Q_s^i), A_s (A_s^i) — это суммарные константы скоростей электронного возбуждения и девозбуждения с уровня s и суммарные вероятности спонтанного распада уровня s на нижележащие уровни атома (иона).

Выражения

$$\sum_{k_1} Q_{mk_1}, \quad \sum_{k_2} Q_{rk_2}$$

— это суммарные константы скоростей электронного возбуждения уровней k_1, k_2 , расположенных в интервале выше верхнего рабочего уровня r до потенциала ионизации, из рабочих уровней m и r . Процессами обратных переходов из k_1, k_2 в m и r пренебрегаем из-за малости соответствующих населенностей N_{k_1}, N_{k_2} . Константа скорости Q_{ij} — это сечение соответствующего процесса, усредненное по распределению электронов по энергиям. Принимается, что распределение максвелловское с температурой электронов T_e . Корректность такого предположения подтверждена достаточным числом расчетов (см., например, [8]). В дальнейшем будем также исходить из предположения о постоянстве температуры электронов T_e в течение всего импульса возбуждения.

Уравнения (1), (2) соответствуют так называемым трехуровневым схемам — открытой для атома (учтен процесс ионизации и возбуждения его уровней) и закрытой для иона.

Населенности N_m, N_r в (1), (3), вместе с населенностью N_0 основного состояния атома и концентрацией электронов N_e , удовлетворяют условию сохранения полного числа частиц рабочего вещества во всех состояниях

$$N = N_0 + N_m + N_r + N_e. \quad (4)$$

Аналогично населенности возбужденных состояний иона, вместе с населенностью N_0^i его основного состояния, удовлетворяют условию электронейтральности плазмы — равенству концентраций электронов и положительных ионов

$$N_e = N_0^i + N_m^i + N_r^i. \quad (5)$$

Заметим, что в уравнениях (1)–(5) не учтены процессы с участием атомов буферного газа.

Системы кинетических уравнений (1)–(3) связаны условиями (4), (5), что позволяет ввести уравнения для приведенных величин (см. [2])

$$\frac{dx_m}{dt} = (1 - x_e) N Q_{0m} x_e + x_r [N(Q_{rm} - Q_{0m}) x_e + A_{rm}]$$

$$- x_m N(Q_m + Q_{0m}) x_e + p(t),$$

$$\frac{dx_r}{dt} = (1 - x_e) N Q_{0r} x_e + x_m N(Q_{mr} - Q_{0r}) x_e$$

$$- x_r [N(Q_r + Q_{0r}) x_e + A_r] - p(t). \quad (6)$$

$$\frac{dx_m^i}{dt} = x_e^2 N Q_{0m}^i + x_r^i [N(Q_{rm}^i - Q_{0m}^i) x_e + A_{rm}^i]$$

$$- x_m^i N(Q_m^i + Q_{0m}^i) x_e + p^i(t),$$

$$\frac{dx_r^i}{dt} = x_e^2 N Q_{0r}^i + x_m^i N(Q_{mr}^i - Q_{0r}^i) x_e$$

$$- x_r^i [N(Q_r^i + Q_{0r}^i) x_e + A_r^i] - p^i(t). \quad (7)$$

$$\frac{dx_e}{dt} = (1 - x_e) N Q_{0i} x_e + x_m N(Q_{mi} - Q_{0i}) x_e$$

$$+ x_r N(Q_{ri} - Q_{0i}) x_e. \quad (8)$$

Здесь использованы обозначения: $x_k \equiv N_k/N$, $x_k^i \equiv N_k^i/N$, $k = m, r$; $p \equiv P/N$, $p^i \equiv P^i/N$; $x_e \equiv N_e/N$ для приведенных (к числу N частиц рабочего вещества) населенностей рабочих уровней, мгновенных мощностей вынужденных переходов в атоме (ионе) и концентрации электронов. Системы уравнений (6) и (7) связаны между собой только концентрацией электронов x_e из (8).

Точные решения в данной модели можно получить только численно, решив системы уравнений (6)–(8) вместе с уравнениями для плотности вынужденного излучения в атоме и ионе.

Введем в рассмотрение приведенные величины энергии импульсов генерации. Они определяются для атома и иона следующим образом:

$$e = \int_{t_b}^{t_f} p(t) dt, \quad e^i = \int_{t_b^i}^{t_f^i} p^i(t) dt. \quad (9)$$

Энергии (9) имеют смысл энергий импульсов вынужденного излучения в числе переходов, отнесенных к общему числу частиц рабочего вещества. Здесь t_b, t_f, t_b^i, t_f^i — моменты времени начала и завершения импульсов генерации на атомарных и ионных переходах.

Ключевой характеристикой газоразрядной плазмы является концентрация электронов, поэтому ниже населенности и мощности выражены именно через x_e . Из уравнений (6)–(8) видим, что потоки населенностей на атомарные и ионные уровни определяются существенно разными функциями накачки — $f(x_e) = (1 - x_e)x_e$ для атома и $f^i(x_e) = x_e^2$ — для иона. В лазерах на СОП на протяжении импульса возбуждения приведенная концентрация электронов x_e изменяется в пределах от x_{e0} (близкое к нулю) до 1, а максимальные значения для этих функций являются: $f_{\max} = 0.25$ при $x_e = 0.5$, а $f^i_{\max} = 1$ при $x_e = 1$. Одинакового значения 0.25 они достигают при $x_e = 0.5$.

Оставив в уравнении (8) первое слагаемое, которое описывает ионизацию атома из основного состояния, получим

$$dx_e/dt = (1 - x_e)x_e N Q_{0i} = f(x_e) N Q_{0i}.$$

Решение этого уравнения, описывающее нарастание приведенной концентрации электронов, а тем самым и числа ионов со временем, имеет вид

$$x_e(t) = \frac{x_{e0} \exp(At)}{1 + x_{e0}[\exp(At) - 1]}. \quad (10)$$

Здесь $x_{e0} \equiv x_e(0)$ — начальное (при $t = 0$) значение $x_e(t)$, $A = N Q_{0i}$.

Приближение насыщенной мощности

Пусть в некоторый момент времени (t_b или t_b^i) населенность верхнего рабочего уровня с точностью до статистических весов становится равной населенности нижнего, метастабильного, уровня. Требование сохранения такого равенства за счет вынужденных переходов для последующих моментов времени лежит в основе приближения насыщенной мощности [7], т.е. используются условия $N_r/g_r = N_m/g_m$, $N_r^i/g_r^i = N_m^i/g_m^i$ (g_k , g_k^i — статистические веса атомных и ионных рабочих уровней, $k = r, m$). Поэтому, отталкиваясь от общих уравнений (6), (7), можно получить следующие дифференциальные (для населенностей верхних уровней) и алгебраические (для мощностей) уравнения [2], используя $\varepsilon = g_m/g_r$, $\varepsilon^i = g_m^i/g_r^i$, $x_m = \varepsilon x_r$, $x_m^i = \varepsilon^i x_r^i$

$$\frac{dx_r}{dt}(1 + \varepsilon) = (1 - x_e)x_e N(Q_{0r} + Q_{0m})$$

$$- x_r \left\{ N \left[Q_{r0} + Q_{ri} + \sum_{k_2} Q_{rk_2} + (1 + \varepsilon)(Q_{0m} + Q_{0r}) + \varepsilon(Q_{m0} + Q_{mi} + \sum_{k_1} Q_{mk_1}) \right] x_e + A_{r0} \right\},$$

$$p(1 + \varepsilon) = (1 - x_e)x_e N(\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}) - x_r \{ N[\varepsilon Q_r + Q_{rm} + (1 + \varepsilon)(\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}) - \varepsilon(Q_m + \varepsilon Q_{mr})] x_e + A_{rm} + \varepsilon A_r \}, \quad (11)$$

$$\frac{dx_r^i}{dt}(1 + \varepsilon^i) = x_e^2 N(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i)$$

$$- x_r^i \{ N[Q_{r0}^i + (1 + \varepsilon^i)(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i) + \varepsilon^i Q_{m0}^i] x_e + A_{r0}^i \},$$

$$p^i(1 + \varepsilon^i) = x_e^2 N(\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i) - x_r^i \{ N[\varepsilon^i Q_r^i + Q_{rm}^i + (1 + \varepsilon^i)(\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i) - \varepsilon^i(Q_m^i + \varepsilon^i Q_{mr}^i)] x_e + A_{rm}^i + \varepsilon^i A_r^i \}. \quad (12)$$

Учет содержащихся в (11), (12), в явном и неявном виде, сумм

$$\sum_{k_1} Q_{mk_1} \quad \text{и} \quad \sum_{k_2} Q_{rk_2}$$

приводит к уменьшению населенности x_r , а насыщенная мощность p будет увеличиваться с ростом первой и уменьшением второй суммы.

Решения дифференциальных уравнений из (11) и (12) в квадратурах [9], зависящие от x_e , имеют вид

$$x_r(x_e) = \left(\frac{1 - x_e}{1 - x_{e_b}} \right)^{\bar{F}} \left(\frac{x_{e_b}}{x_e} \right)^{\bar{A}}$$

$$\times \left[x_{r_b} + \frac{(Q_{0r} + Q_{0m})(1 - x_{e_b})^{\bar{F}}}{Q_{0i}(1 + \varepsilon)(x_{e_b})^{\bar{A}}} \int_{x_{e_b}}^{x_e} dx_e \frac{(x_e)^{\bar{A}}}{(1 - x_e)^{\bar{F}}} \right], \quad (13)$$

$$x_r^i(x_e) = \left(\frac{1 - x_e}{1 - x_{e_b}} \right)^{\bar{F}^i} \left(\frac{x_{e_b}}{x_e} \right)^{\bar{A}^i}$$

$$\times \left[x_{r_b}^i + \frac{(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i)(1 - x_{e_b})^{\bar{F}^i}}{Q_{0i}^i(1 + \varepsilon^i)(x_{e_b})^{\bar{A}^i}} \int_{x_{e_b}}^{x_e} dx_e \frac{(x_e)^{1 + \bar{A}^i}}{(1 - x_e)^{1 + \bar{F}^i}} \right]. \quad (14)$$

Здесь x_{e_b} — начальные концентрации электронов, соответствующие достижению указанного выше равенства населенностей для атомных или ионных рабочих уровней и отвечающие начальным временам t_b или t_b^i . В (13), (14) использованы обозначения

$$\bar{F} = F + \bar{A}, \quad \bar{F}^i = F^i + \bar{A}^i, \quad \bar{A} = \frac{A_{r0}}{A(1 + \varepsilon)}, \quad \bar{A}^i = \frac{A_{r0}^i}{A^i(1 + \varepsilon^i)},$$

$$F = \left[Q_{r0} + Q_{ri} + \sum_{k_2} Q_{rk_2} + (1 + \varepsilon)(Q_{0r} + Q_{0m}) + \varepsilon(Q_{m0} + Q_{mi} + \sum_{k_1} Q_{mk_1}) \right] / \left[(1 + \varepsilon)Q_{0i} \right], \quad (15)$$

$$F^i = [Q_{r0}^i + (1 + \varepsilon^i)(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i) + \varepsilon^i Q_{m0}^i] / [(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}^i].$$

Пренебрегая в (13), (14) спонтанными распадами $A_{r0} = 0$ ($\bar{A} = 0$) и $A_{r0}^i = 0$ ($\bar{A}^i = 0$), имеем такие аналитические решения

$$x_r(x_e) = \left(\frac{1 - x_e}{1 - x_{e_b}} \right)^F \left\{ x_{r_b} + \frac{N(Q_{0r} + Q_{0m})(1 - x_{e_b})^F}{A(1 + \varepsilon)(F - 1)} \times \left[(1 - x_e)^{1-F} - (1 - x_{e_b})^{1-F} \right] \right\}, \quad (16)$$

$$x_r^i(x_e) = \left(\frac{1-x_e}{1-x_{e_b}} \right)^{F^i} \left\{ x_{r_b}^i + \frac{N(Q_{0r}^i + Q_{0m}^i)(1-x_{e_b})^{F^i}}{A(1+\varepsilon^i)^{F^i}} \times \left[\frac{1-F^i x_e}{(1-x_e)^{F^i}} - \frac{1-F^i x_{e_b}}{(1-x_{e_b})^{F^i}} \right] \right\}. \quad (17)$$

Результаты вычислений и их обсуждение

Для конкретного применения нами был выбран кальций, для которого имеется лазерная генерация как на атомарных, так и на ионных переходах в разных режимах накачки. В частности, на основе этого химического элемента известны лазеры трех типов. Во-первых, это лазер на СОП атома кальция с длиной волны генерации 5546 нм [3] на переходе $4s4p^1P_1^0 \rightarrow 4s3d^1D_2$. Во-вторых, существует УФ-лазер на ионе кальция с линиями 373.9 + 370.6 нм [10] на переходах $5s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{3/2,1/2}^0$. Этот лазер принадлежит к числу наиболее известных рекомбинационных лазеров. В-третьих, существует лазер на СОП $4p^2P_{3/2}^0 \rightarrow 3d^2D_{5/2}$ и $4p^2P_{1/2}^0 \rightarrow 3d^2D_{3/2}$ ионов кальция с линиями генерации 854.2 + 866.2 нм [11] соответственно. Все три типа лазеров могут быть реализованы в одинаковой конструкции газоразрядной трубки и с использованием одной и той же схемы возбуждения импульсно-периодического разряда. Отличными при этом являются только состав и давление газонаполнения. Отметим также, что на ионных СОП кальция 854.2 + 866.2 нм получены средняя мощность генерации 0.74 Вт и энергия импульса 0.11 мДж [12]. Эти характеристики, насколько нам известно, превосходят достигнутые к настоящему времени параметры для атомарной генерации кальция 5546 нм.

При иллюстрации полученных выше соотношений, касающихся специфики одновременной накачки атомарных и ионных лазерных уровней, нельзя обойтись без констант важных элементарных процессов. В предложенной нами модели учтены три главных столкновительных процесса: возбуждение резонансных уровней атома и иона и ионизация атома. В случае кальция это переходы: $4s^2^1S_0 \rightarrow 4s4p^1P_1^0$, $4s^2S_{1/2} \rightarrow 4p^2P_{1/2,3/2}^0$, $4s^2^1S_0 \rightarrow 4s^2S_{1/2} + \varepsilon l$ соответственно. Для их количественного учета из [13–15] были взяты результаты экспериментальных измерений энергетических зависимостей эффективных сечений σ_{ik} . Константы скоростей этих процессов были найдены численным интегрированием сечений с учетом максвелловского распределения электронов по энергиям для разных значений температуры электронов T_e . Константы скоростей процессов девозбуждения резонансных уровней атома Q_{r0} и иона Q_{r0}^i электронами были определены с использованием соотношения Клейна–Россленда [16]. Величины констант для четырех значений T_e приведены в табл. 1.

Спонтанные распады на резонансных переходах $r \rightarrow 0$ имеют вероятность $A_{r0} = 2.17 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $A_{r0}^i = 1.47 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ [17]. Вероятность спонтанного распада

Таблица 1. Константы скорости ионизации атома и возбуждения-девозбуждения верхних рабочих уровней атома и иона кальция электронами (в $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$)

$T_e, \text{ eV}$	Q_{0r}	Q_{r0}	Q_{0r}^i	Q_{r0}^i	Q_{0i}
1	0.10	0.65	1.35	10.40	0.09
2	0.60	0.87	4.28	6.86	1.16
3	1.11	0.98	6.51	6.18	2.90
5	1.87	1.12	9.30	5.81	6.36

по рабочим переходам $r \rightarrow m$ в атоме и ионе примерно на 2 порядка меньше, чем по резонансным и составляет $A_{rm} = 1.1 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $A_{rm}^i = 1.23 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [18]. Также возможно, что спонтанное излучение на переходах $r \rightarrow 0$ в атоме и ионе может полностью пленяться (реабсорбироваться). Заметим, что пленение излучения в атоме и ионе противоположно по своему временному поведению. Так, если в атоме оно максимально в начале разрядного импульса и постепенно убывает к его концу, то в ионе наоборот — мало в начале и нарастает к концу с увеличением числа ионов в основном состоянии. Процессы спонтанного распада уменьшают величину энергии импульсов.

Весьма важными являются и константы скоростей процессов возбуждения и девозбуждения метастабильных уровней атома Q_{0m} , Q_{m0} , Q_{mr} , Q_{rm} и иона Q_{0m}^i , Q_{m0}^i , Q_{mr}^i , Q_{rm}^i . Они определяют время возникновения и окончания импульсов генерации и существенно влияют на величину их мощности и энергии. Нами принято, что, подобно атому меди [19], константы скоростей Q_{0m} , Q_{0m}^i для $T_e = 3 \text{ eV}$ в пять раз меньше соответствующих констант Q_{0r} и Q_{0r}^i , а для $T_e = 5 \text{ eV}$ — в 10 раз. Также принято, что, как и для атома меди [20], константы скоростей Q_{mr} и Q_{mr}^i для $T_e = 3 \text{ eV}$ в 50 раз меньше соответствующих констант Q_{0r} и Q_{0r}^i , а для $T_e = 5 \text{ eV}$ — в 100 раз. Константы скоростей девозбуждения и в этом случае получены с использованием соотношения Клейна–Россленда [16]. Численные значения полученных таким способом констант скоростей для двух значений T_e приведены в табл. 2.

На рис. 1 приведены зависимости концентрации электронов $x_e(t)$ по формуле (10) (с начальным значением $x_{e0} = 0.01$) для $T_e = 2, 3, 5 \text{ eV}$. Видно существенное влияние этой характеристики газоразрядной плазмы через значения константы ионизации $Q_{0i}(T_e)$.

Таблица 2. Константы скорости возбуждения-девозбуждения нижних рабочих уровней атома и иона кальция электронами (в $10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$)

$T_e, \text{ eV}$	Q_{0m}	Q_{m0}	Q_{mr}	Q_{rm}	Q_{0m}^i	Q_{m0}^i	Q_{mr}^i	Q_{rm}^i
3	0.222	0.110	0.022	0.059	1.302	0.459	0.130	0.349
5	0.187	0.064	0.019	0.033	0.93	0.261	0.093	0.206

Приведенные насыщенные мощности $p(x_e)$ на атомных (рис. 2) и $p^i(x_e)$ на ионных (рис. 3) переходах были вычислены для $T_e = 3$ и 5 eV как с учетом спонтанных распадов, так и в пренебрежении ими (полное пленение на резонансных переходах $r \rightarrow 0$). Уравнения (6), (7) (при этом $p = 0$, $p^i = 0$) с концентрацией электронов (10) решаем от $t = 0$ до моментов времени t_b и t_b^i начала инверсии, при которых до населенностей на рабочих переходах начинают выполняться условия $x_m = \varepsilon x_r$ и $x_m^i = \varepsilon^i x_r^i$ ($\varepsilon = 5/3$, $\varepsilon^i = 5/3$). При этом использованы следующие начальные условия: $x_{e0} = 0.01$, $x_{m0} = 0.001$, $x_{r0} = 0.0001$, $x_{r0}^i = x_{m0}^i = 0$, $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Для интервала времен от t_b , t_b^i и до соответственно t_f и t_f^i решаем уравнения для населенностей x_r и x_r^i в приближении насыщенной мощности из (11) и (12). Затем вычисляем насыщенные мощности p , p^i и энергии импульсов e , e^i (9).

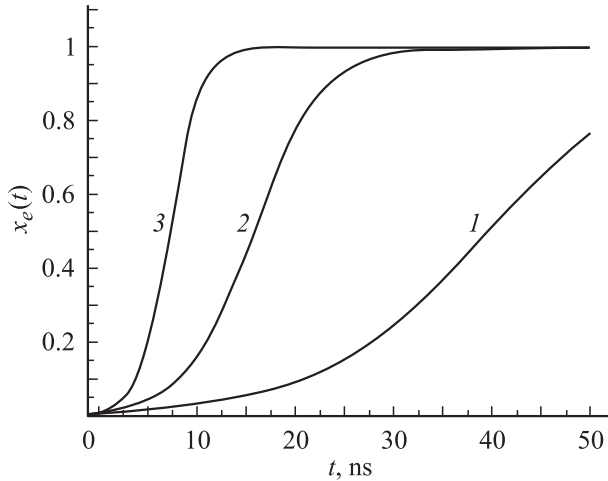


Рис. 1. Временные зависимости приведенной концентрации электронов $x_e(t)$ для $T_e = 2$ (1), 3 (2) и 5 eV (3); $x_{e0} = 0.01$.

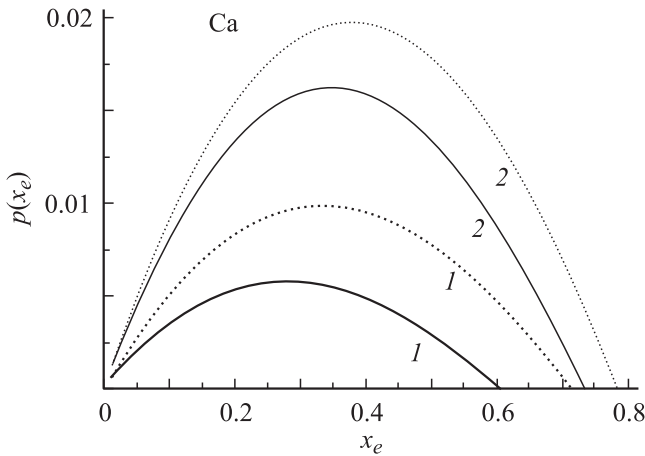


Рис. 2. Приведенная насыщенная мощность $p(x_e)$ на атомных переходах. С учетом спонтанного распада (сплошные кривые), без учета (полное пленение на резонансном переходе $r \rightarrow 0$) спонтанного распада (пунктир). Для $T_e = 3$ (1) и 5 eV (2).

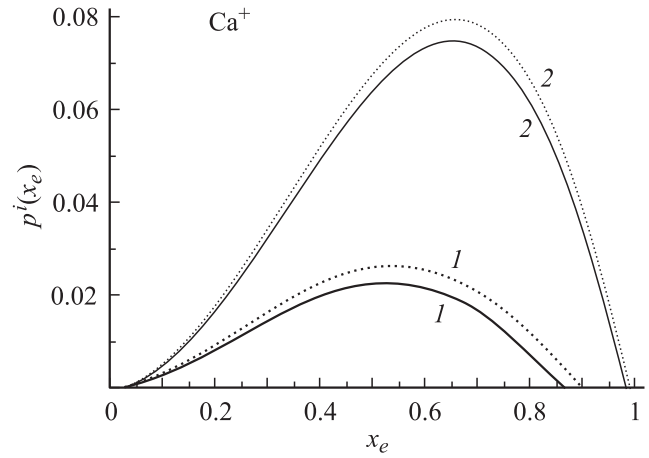


Рис. 3. Приведенная насыщенная мощность $p^i(x_e)$ на ионных переходах. С учетом спонтанного распада (сплошные кривые), без учета (полное пленение на резонансном переходе $r \rightarrow 0$) спонтанного распада (пунктир). Для $T_e = 3$ (1) и 5 eV (2).

Населенности x_r и x_r^i растут с увеличением x_e , причем для ионов значительно быстрее, чем для атомов. Более того, в случае атомных переходов начиная с некоторого значения x_e рост атомной населенности x_r прекращается. Такое поведение обязано функциям накачки $f(x_e)$ и $f^i(x_e)$. Из рис. 2, 3 видим, что максимум мощности $p(x_e)$ достигается раньше и по значению меньше в несколько раз максимума $p^i(x_e)$. Влияние эффекта пленения резонансного излучения на форму импульсов мощности значительное. Зависимость решений $x_r(x_e)$, $x_r^i(x_e)$ и $p(x_e)$, $p^i(x_e)$ от T_e весьма существенна и отображает соотношение между соответствующими константами скоростей процессов и их влияние на заселенности уровней атома и иона.

В табл. 3 и 4 приведены вычисленные значения моментов времени достижения и завершения инверсии, соответствующие им значения концентрации электронов x_{eb} , x_{ef} , x_{eb}^i , x_{ef}^i и приведенные энергии импульсов для атома и иона. Энергии (9) для атома и иона можно представить в виде сумм $e = e_1 + e_2 + e_3$ и $e^i = e_1^i + e_2^i + e_3^i$, где

$$e_1 = \frac{\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}}{(1 + \varepsilon) Q_{0i}} (x_{eb} - x_{ef}),$$

$$e_2 = - \frac{\varepsilon Q_r + Q_{rm} + (1 + \varepsilon)(\varepsilon Q_{0r} - Q_{0m}) - \varepsilon(Q_m + \varepsilon Q_{mr})}{(1 + \varepsilon) Q_{0i}}$$

$$\times \left[C_1 \int_{x_{eb}}^{x_{ef}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{F-1}}{(x_e)^{\bar{A}}} \right.$$

$$\left. + C_2 \int_{x_{eb}}^{x_{ef}} \frac{(1 - x_e)^{F-1}}{(x_e)^{\bar{A}}} \left(\int_{x_{eb}}^{x_{ef}} dx \frac{(x)^{\bar{A}}}{(1 - x)^{\bar{F}}} \right) dx_e \right],$$

Таблица 3. Моменты времени начала и завершения импульса (в ns), соответствующие им значения приведенной концентрации электронов, приведенная энергия импульса и ее составляющие для СОП атома кальция

Вероятность	T_e , eV	t_b	x_{e_b}	t_f	x_{e_f}	e_1	e_2	e_3	e
$A_{r0} = 0$	3	0.485	1.1493-2	19.0	0.714	0.1479	-0.0531	-0.0006	0.0942
	5	0.265	1.1814-2	9.25	0.784	0.1334	-0.0408	-0.0003	0.0923
$A_{r0} \neq 0$	3	0.523	1.1619-2	17.29	0.603	0.1245	-0.0254	-0.0468	0.0523
	5	0.28	1.1926-2	8.82	0.733	0.1246	-0.0282	-0.0248	0.0716

Таблица 4. Моменты времени начала и завершения импульса (в ns), соответствующие им значения приведенной концентрации электронов, приведенная энергия импульса и ее составляющие для СОП иона кальция

Вероятность	T_e , eV	t_b^i	x_{e_b}	t_f^i	x_{e_f}	e_1^i	e_2^i	e_3^i	e^i
$A_{r0}^i = 0$	3	0	0.01	23.58	0.904	1.7771	-1.5400	-0.0020	0.2351
	5	0	0.01	14.36	0.989	3.0561	-2.6578	-0.0021	0.3962
$A_{r0}^i \neq 0$	3	0	0.01	22.28	0.866	1.4123	-1.1058	-0.1187	0.1878
	5	0	0.01	13.54	0.982	2.6076	-2.1185	-0.1296	0.3595

$$e_3 = -\frac{A_{rm} + \varepsilon A_r}{N(1 + \varepsilon)Q_{0i}} \left[C_1 \int_{x_{e_b}}^{x_{ef}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{F-1}}{(x_e)^{\bar{A}+1}} + C_2 \int_{x_{e_b}}^{x_{ef}} \frac{(1 - x_e)^{F-1}}{(x_e)^{\bar{A}+1}} \left(\int_{x_{e_b}}^{x_e} dx \frac{(x)^{\bar{A}}}{(1-x)^{\bar{F}}} \right) dx_e \right],$$

$$e_1^i = \frac{\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i}{(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}} \left[\ln \frac{1 - x_{e_b}}{1 - x_{ef}} - (x_{ef} - x_{e_b}) \right],$$

$$e_2^i = -\frac{\varepsilon^i Q_r^i + Q_{rm}^i + (1 + \varepsilon^i)(\varepsilon^i Q_{0r}^i - Q_{0m}^i) - \varepsilon^i (Q_m^i + \varepsilon^i Q_{mr}^i)}{(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}} \times \left[C_1^i \int_{x_{e_b}}^{x_{ef}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{F^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i}} + C_2^i \int_{x_{e_b}}^{x_{ef}} \frac{(1 - x_e)^{F^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i}} \left(\int_{x_{e_b}}^{x_e} dx \frac{(x)^{1+\bar{A}^i}}{(1-x)^{1+\bar{F}^i}} \right) dx_e \right],$$

$$e_3^i = -\frac{A_{rm}^i + \varepsilon^i A_r^i}{N(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}} \left[C_1^i \int_{x_{e_b}}^{x_{ef}} dx_e \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i+1}} + C_2^i \int_{x_{e_b}}^{x_{ef}} \frac{(1 - x_e)^{\bar{F}^i-1}}{(x_e)^{\bar{A}^i+1}} \left(\int_{x_{e_b}}^{x_e} dx \frac{(x)^{1+\bar{A}^i}}{(1-x)^{1+\bar{F}^i}} \right) dx_e \right].$$

Здесь

$$C_1 = \frac{(x_{ef})^{\bar{A}}}{(1 - x_{e_b})^{\bar{F}}} x_{r_b}, \quad C_2 = \frac{Q_{0r} + Q_{0m}}{(1 + \varepsilon)Q_{0i}},$$

$$C_1^i = \frac{(x_{e_b})^{\bar{A}^i}}{(1 - x_{e_b})^{F^i}} x_{r_b}^i, \quad C_2^i = \frac{Q_{0r}^i + Q_{0m}^i}{(1 + \varepsilon^i)Q_{0i}^i}.$$

Слагаемые e_1 и e_1^i отвечают за накачки верхних уровней в атоме и ионе и связаны с функциями накачки $f(x_e)$ и $f^i(x_e)$. Слагаемые e_2 , e_2^i и e_3 , e_3^i отвечают за де-возбуждение (тушение) уровней электронами и спонтанными распадами. В случае полного пренебрежения всеми спонтанными распадами (при $A_r = 0$ и $A_r^i = 0$) слагаемые e_3 и e_3^i равны нулю. Указанные слагаемые приведены в табл. 3, 4.

Имея ввиду, что энергии отдельных квантов для $r \rightarrow m$ -переходов атома и иона кальция составляют $0.36 \cdot 10^{-19}$ J (0.225 eV) и $2.31 \cdot 10^{-19}$ J (1.444 eV), удельные энергосъемы при полной концентрации частиц кальция $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ для атомарного и ионного импульсов составят соответственно 3.39 и $54.3 \mu\text{J}/\text{cm}^3$ ($T_e = 3$ eV), а также 3.32 и $91.5 \mu\text{J}/\text{cm}^3$ ($T_e = 5$ eV). Для оценок использованы данные из табл. 3 и 4 при $A_{r0} = 0$, $A_{r0}^i = 0$. Для частоты повторения импульсов 10 kHz с объема 100 cm^3 средняя мощность генерации соответственно составит 3.39 и 54.3 W ($T_e = 3$ eV), а также 3.32 и 91.5 W ($T_e = 5$ eV). Отметим, что полученная величина удельного энергосъема для иона $54.3 \mu\text{J}/\text{cm}^3$ соответствует экспериментальной величине энергии импульса 0.11 mJ для разрядной трубки объемом $\sim 2 \text{ cm}^3$ [12].

Вычисленные нами значения мощности и удельного энергосъема, безусловно, являются их верхними граничными значениями для заданных значений N и T_e . Тем не менее они демонстрируют на примере кальция, что имеется широкий спектр условий эксперимента, для которых энергетические параметры генерации на ионных СОП не только не уступают таковым для атомарных СОП, но и могут, при надлежащих условиях одновременной накачки, их значительно превзойти. Из проведенных расчетов следует, что сечения определяющих электронных процессов возбуждения и ионизации являются благоприятными для ионной генерации на СОП ионов кальция. Поэтому главным для возможно полной ее реализации (потенциальных возможностей)

является выполнение условия как можно более длительного поддержания заданной величины температуры электронов (не меньше определенного критического значения \sim несколько электрон-вольт). Действительно, как следует из рис. 2, для полной длительности импульса на атомарных СОП кальция x_e достигает значений $\sim 0.6-0.8$, (максимум при $0.3-0.4$), а для ионных (рис. 3) $\sim 0.85-0.97$ (максимумы при $0.5-0.7$).

В связи с необходимостью значительной ионизации рабочего вещества и длительного поддержания рабочей температуры электронов полагаем, что практическая реализация преимуществ ионной генерации требует более активного применения устройств накачки с ламповыми коммутаторами (неполный разряд накопительной емкости), или, возможно, модуляторов с импульсными накопителями энергии.

Выводы

Как свидетельствуют полученные в приближении насыщенной мощности решения, лазерные параметры на ионных СОП имеют потенциально достижимые энергетические характеристики, которые при надлежащих условиях могут превышать соответствующие величины на атомарных переходах. Существенная величина мощности на ионных СОП может быть достигнута при значительных концентрациях электронов разряда. Поэтому реализация этих возможных значений требует использования всего импульса разрядного возбуждения, в том числе и в заключительной стадии. При этом важнейшим условием становится поддержание на надлежащем уровне температуры электронов.

В дальнейшем целесообразно детально исследовать временные зависимости населенностей рабочих уровней и энергетические характеристики такого ионно-атомарного лазера в течение импульса возбуждения на основе численных решений. Интересным является также поведение населенностей рабочих уровней атомов и ионов в межимпульсном промежутке.

Список литературы

- [1] Петраш Г.Г. // УФН. 1971. Т. 105. № 4. С. 645–676.
- [2] Батенин В.М., Буманов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Научная книга, 1998. 544 с.
- [3] Deech J.S., Sanders J.H. // IEEE J. Quant. Electronics. 1968. Vol. 4. N 7. P. 474.
- [4] Cahuzac Ph. // J. Phys. Lett. A. 1970. Vol. 32. N 3. P. 150–151.
- [5] Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 152 с.
- [6] Солдатов А.Н., Филонов А.Г., Ермолаев А.П., Васильева А.В., Сидоров И.В. // Симп. „Лазеры на парах металлов“. Тез. докл. Ростов-на-Дону, 2006. С. 6.
- [7] Исаев А.А., Петраш Г.Г. // Тр. ФИАН. 1975. Т. 81. С. 3–87.
- [8] Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданев О.В., Яковленко С.И. Препринт ИОА СО РАН. Томск, 2003. № 5. 20 с.
- [9] Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976. 576 с.
- [10] Жуков В.В., Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф. // Квант. электрон. 1977. Т. 4. № 6. С. 1249–1256.
- [11] Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G. // IEEE J. Quant. Electron. 1966. Vol. 2. N 9. P. 474–479.
- [12] Karras T.W. // Proc. Int. Conf on Laser's 81. USA, StS Press. 1981. P. 871–876.
- [13] Гарга И.И., Алексахин И.С., Запесочный И.П., Стародуб В.П. // Опт. и спектр. 1974. Т. 37. № 5. С. 843–849.
- [14] Запесочный И.П., Кельман В.А., Имре А.И., Дашенко А.И., Данч Ф.Ф. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 6. С. 1948–1955.
- [15] Tawara H., Kato T., Ohnishi M. // IPPJ-AM-37. Ionization cross-sections of atoms and ions by electron impact. Institute of Plasma Physics: Nagoya University, 1985. 150 p.
- [16] Webb C.E. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1976. N 29. P. 1–28.
- [17] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.
- [18] Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности перехода и силы осцилляторов 70 элементов. М.: Мир, 1968. 562 с.
- [19] Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. // IEEE J. Quant. Electron. 1994. Vol. 30, N 8. P. 1876–1895.
- [20] Kushner M.J., Warner B.E. // Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 6. P. 2970–2982.