

# Кинетика фотоплазмы плотных паров бария

Н.И.Косарев

*Проведено расчетное исследование процесса ионизации паров бария при лазерном воздействии на резонансный переход на длине волны  $\lambda = 553.5$  нм. Затравочные электроны, появляющиеся благодаря механизму ассоциативной ионизации атомов, набирают энергию в сверхупругих столкновениях и вызывают лавинную электронную ионизацию среды. Изучено влияние радиационного переноса в цилиндрически-симметричном газовом объеме на кинетику возбуждения атомов бария, динамику поглощения лазерного излучения и колебание волны ионизационного просветления в условиях конкуренции ионизирующих и тушащих столкновений электронов с возбужденными атомами.*

**Ключевые слова:** фотоплазма, ионизационное просветление, спонтанная релаксация, возбуждение, девозбуждение, коэффициент поглощения, функция источников, перенос излучения.

## 1. Введение

Ионные ловушки Пауля представляют собой достаточно мощный инструмент исследования физики заряженных частиц в различных ее приложениях, охватывая классическую масс-спектрометрию [1], задачи динамики высокоэнергетических ионных пучков [2] и распространяясь на проблемы квантовых вычислений [3]. На стадии формирования ионизованных атомов для последующего их захвата в ионной ловушке возникает проблема обеспечения эффективной ионизации атомов и повышения концентрации ионов. С этой точки зрения сегодня метод фотоионизации атомов является более предпочтительным по сравнению с другими (электрон-ионная эмиссия, термоэлектронная эмиссия и др.). Причем в литературе достаточно большое внимание уделяется бариевым источникам ионов, получаемых методом двухфотонной ионизации [4, 5], альтернативой которому может стать метод создания бариевой плазмы, основанный на эффекте сверхупругого нагрева электронов.

Плазма, формируемая при воздействии на газ резонансного лазерного излучения, получила название фотоплазмы. Впервые вопрос о создании фотоплазмы рассмотрен авторами [6]. В их эксперименте была получена полная ионизация паров натрия при воздействии на резонансный переход ( $\lambda = 589$  нм) импульсом лазерного излучения с интенсивностью  $I \leq 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Начальная концентрация атомов составляла  $10^{15} - 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Результаты этого эксперимента [6] были объяснены авторами [7–9], а теоретическая модель, описывающая процесс формирования резонансной плазмы, – LIBORS (light ionization based on resonance saturation), была построена в работах [10–13]. При насыщении лазерным излучением резонанс-

ного перехода в атоме натрия ( $\lambda = 589$  нм) ассоциативным путем в среде рождаются затравочные электроны. Набирая энергию в сверхупругих процессах, горячие электроны вызывают лавинную ионизацию атомов натрия и образование фотоплазмы.

Численное исследование процесса лазерной резонансной ионизации оптически плотных паров натрия проведено в работах [14–16]. Что касается бария, то возможность эффективной ионизации атомов широкополосным солнечным светом позволила найти ему применение и для исследования открытого космоса методами искусственных светящихся облаков [17, 18]. Пары бария, инжектированные на высоты от 160 км и выше, быстро ионизируются солнечным излучением и рассеивают радиацию в спектральных линиях атомов и ионов. С использованием полученной дистанционным путем оптической информации от атомарной и ионизованной компонент бариевого облака исследовались физические явления и процессы, протекающие в верхней атмосфере и ионосфере Земли [17, 18]. Моделирование кинетики фотоионизации бариевых облаков солнечным излучением проводилось авторами [19–23].

В представленной работе построена физико-математическая модель радиационно-столкновительной кинетики многоуровневых атомов бария при лазерном фотовозбуждении резонансного перехода с длиной волны  $\lambda = 553.5$  нм. В основе образования затравочных электронов лежал механизм ассоциативной ионизации возбужденных атомов. Численное решение задачи позволило исследовать влияние переноса излучения в цилиндрически-симметричном объеме на кинетику возбуждения и ионизацию атомов, поглощение лазерного излучения при неоднородном насыщении среды, динамику распространения ионизационно-просветленного фронта в условиях конкуренции ионизирующих и тушащих столкновений электронов с атомами. Метод создания фотоплазмы, основанный на сверхупругом нагреве электронов, может оказаться весьма перспективным для получения ионов бария и их исследования в ионных ловушках, поскольку он обеспечивает высокую эффективность преобразова-

**Н.И.Косарев.** Сибирский юридический институт ФСКН РФ, Россия, 660131 Красноярск, ул. Рокоссовского, 20;  
e-mail: kosarev\_nikolai@mail.ru

Поступила в редакцию 18 февраля 2014 г., после доработки – 24 апреля 2014 г.

ния энергии лазерного излучения в энергию электронов и поэтому может быть реализован для достаточно больших концентраций атомов при небольших интенсивностях лазерного излучения.

## 2. Модель радиационно-столкновительной кинетики атомов бария

Будем полагать, что наполненная атомами бария кювета имеет вид цилиндра, на один из торцов которого воздействуют импульсным лазерным излучением с однородным распределением интенсивности в поперечном сечении пучка с частотой, совпадающей с частотой резонансного перехода  $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$  ( $\lambda = 553.5$  нм). Длительность импульса излучения в численном эксперименте подбиралась такой, чтобы при его пиковой интенсивности  $J_0$ , не превышающей  $10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, за время воздействия излучения была получена полная ионизация газовой среды (см.  $\tau_p$  и  $J_0$  в (11)). При используемых значениях  $\tau_p$  (несколько микросекунд) в численной модели не учитывались когерентные эффекты, потому что характерные времена их проявления много меньше  $\tau_p$  и характерных времен исследуемого процесса. Начальные концентрации атомов  $N_0$ , определяемые по таблицам давления насыщенных паров бария, варьировались в диапазоне  $10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что соответствовало температуре паров 800–820 К. При таких температурах равновесная концентрация электронов очень мала, поэтому предполагалось, что до воздействия лазерного импульса газ состоял из нейтральных атомов, которые находились в основном состоянии.

Число учитываемых уровней бария выбиралось на основе опыта разработки многоуровневых моделей для атома натрия [15, 16] и бария [19–23]. С одной стороны, для более точного описания кинетики формирования плазмы желательно учесть как можно большее их количество, с другой – рост числа уровней приводит к значительному увеличению количества описывающих задачу уравнений [23]. На основании работ [19–23] была выбрана 11-уровневая модель бария, представленная на рис.1. Учитывались: основное ( $^1S_0$ ) и возбужденное ( $^1P_1^0$ ) состояния резонансного перехода (на рис.1 уровни 1 и 2); метастабильные состояния  $^1D_2$  и  $^3D_1$ ,  $^3D_2$ ,  $^3D_3$  (уровни 3–6); группа из четырех возбужденных уровней с наибольшими силами осцилляторов, связанных с основным и метастабильными уровнями  $6s6p\ ^3P_1$ ,  $5d6p\ ^1D_2$ ,  $5d6p\ ^1P_1$ ,  $6s7p\ ^1P_1$  (уровни 7–10), и ионизационное состояние.

Кинетика атомных уровней описывалась скоростными уравнениями баланса населенностей, учитывающими следующие элементарные процессы: возбуждение и тушение лазерным излучением резонансного состояния и спонтанный распад резонансного и остальных возбужденных состояний (направления спонтанного распада указано линиями на рис.1); ассоциативная ионизация возбужденного уровня  $^1P_1^0$ ; возбуждение, девозбуждение и ионизация атомов электронным ударом; фото- и трехчастичная рекомбинация иона бария. Следует обсудить вопрос относительно механизма образования затравочных электронов в парах бария. В работе [24] приведено сечение ассоциативной ионизации для  $^1P_1^0$ -уровня атома бария  $Q_a(^1P_1^0 + ^1P_1^0)$ , которое составляет  $1 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Данные о сечениях пеннинговской ионизации для нескольких групп атомных уровней бария содержатся в [25]. Поскольку скорость увеличения концентрации затравочных электронов в уравнениях баланса определяется произведением сечения на кон-

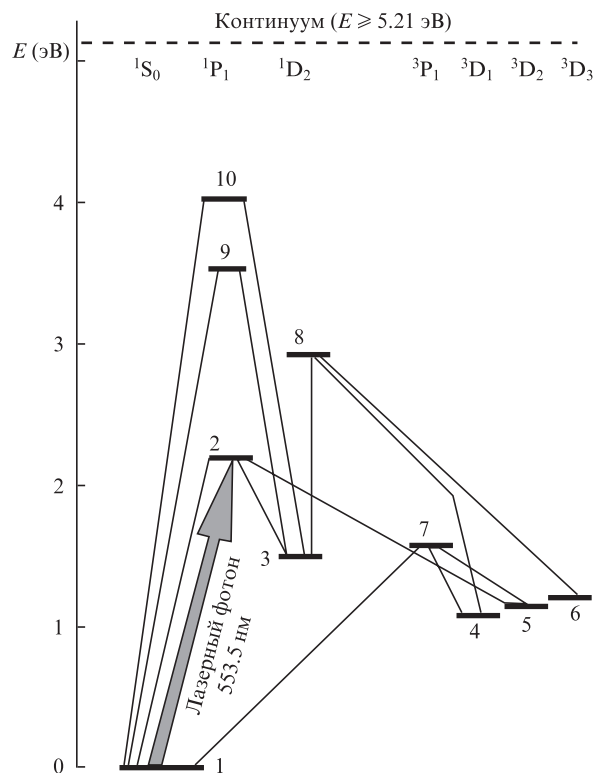


Рис.1. Схема строения уровней атома бария, включенных в модель. Цифры – порядковый номер уровня в уравнениях баланса, соединяющие линии обозначают спонтанный распад с вышележащего уровня на нижележащий.

центрации атомов в соответствующих состояниях, то пеннинговский механизм следует принимать во внимание для пар уровней, одним из которых является уровень  $^1P_1^0$ . Этот уровень заселяется под действием лазерного излучения. Поэтому единственным претендентом на роль затравочного механизма, согласно [25], является пеннинговская ионизация с участием состояний  $^1P_1^0$  и  $^3D_1$  с сечением  $Q_p(^1P_1^0 + ^3D_1) = 7 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup> (уровни 2, 4 на рис.1). Сечение  $Q_p$  больше  $Q_a$  в семь раз, но уровень  $^3D_1$  не связан в дипольном приближении с  $^1P_1^0$ -состоянием. Следовательно, населенность  $^3D_1$ -уровня на начальном этапе возбуждения лазерным полем резонансного уровня бария близка к нулю. В связи с этим механизмом пеннинговской ионизации можно вообще пренебречь. Проводились численные расчеты, когда в модели учитывались только ассоциативные ( $^1P_1^0 + ^1P_1^0$ ) или пеннинговские ( $^1P_1^0 + ^3D_1$ ) электроны. Результаты тестирования подтвердили монополярное влияние ассоциативного механизма возникновения электронов с участием возбужденного  $^1P_1^0$ -состояния.

С учетом вышеназванных процессов уравнения кинетики для населенностей атомных состояний в заданной точке среды  $r$  в момент времени  $t$  вместе с уравнением для концентрации электронов  $N_e$  будут иметь следующий вид:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -P_{12}N_1 + P_{21}N_2 + \sum_{i=2}^{10} A_{i1}N_i + \sum_{i \neq 1}^{10} (K_{i1}N_i - K_{1i}N_1)N_e + R_1N_e^3 - S_1N_1N_e + F_1N_e^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = P_{12}N_1 - P_{21}N_2 + \sum_{i=3}^{10} A_{i1}N_i - A_{21}N_2$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{i \neq 2}^{10} (K_{i2}N_i - K_{2i}N_2)N_e + R_2N_e^3 \\
 & - S_2N_2N_e + F_2N_e^2 - \alpha_a N_2^2, \tag{2}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial N_m}{\partial t} & = \sum_{i>m} A_{im}N_i - \sum_{i<m} A_{mi}N_m + \sum_{i \neq m} (K_{im}N_i - K_{mi}N_m)N_e \\
 & + R_mN_e^3 - S_mN_mN_e + F_mN_e^2, \\
 m & = 3, 4, \dots, 10, \quad i = 1, 2, \dots, 10, \tag{3}
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \sum_{i=1}^{10} (S_iN_iN_e - R_iN_e^3 - F_iN_e^2) + \alpha_a N_2^2. \tag{4}$$

Здесь  $N_m(r, t)$  – концентрация атомов в  $m$ -м состоянии;  $N_e(r, t)$  – концентрация электронов;  $A_{im}$  ( $i > m$ ) – коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения;  $P_{12} = B_{12}J(r, t)$ ,  $P_{21} = B_{21}J(r, t) + A_{21}$  – частоты радиационного фотовозбуждения основного (1) и фототушения возбужденного (2) уровней, в которых  $B_{12}$  и  $B_{21}$  – коэффициенты Эйнштейна для поглощения и вынужденного излучения;  $J(r, t)$  – интегральная по телесному углу и частоте интенсивность излучения в точке среды  $r$  в момент  $t$ ;  $K_{mi}$  и  $K_{im}$  – коэффициенты электронного возбуждения и девозбуждения уровней (первые рассчитывались в борновском приближении [26], а для расчета вторых использовалось условие детального равновесия);  $S_m$  – коэффициенты ионизации атомов электронным ударом из соответствующих состояний  $m$ , рассчитываемые по формуле Лотца [26];  $R_m$  – константы скоростей трехчастичной электрон-ионной рекомбинации, рассчитываемые из условия детального равновесия;  $F_m$  – коэффициенты электрон-ионной фоторекомбинации, определяемые согласно методике [27];  $\alpha_a$  – константа скорости ассоциативной ионизации.

В начальный момент времени  $t = 0$  все атомы находились в основном состоянии с концентрацией  $N_0$ . Поэтому начальные условия для уравнений (1)–(3) таковы:

$$N_1(r, 0) = N_0, \quad N_m(r, 0) = 0, \quad m = 2, 3, \dots, 10.$$

Уравнения кинетики многоуровневого атома должны быть дополнены уравнением для электронной температуры  $T_e$ , которое при  $T_e$ , измеряемой в электронвольтах, имело следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial T_e}{\partial t} & = \frac{2}{3} \sum_{i>k}^{10} (K_{ik}N_i - K_{ki}N_k) \Delta E_{ki} + \sum_{i=1}^{10} \left( \frac{2}{3} I_i + T_e \right) (R_iN_e^2 - S_iN_i) \\
 & - \frac{2}{3} H_{ca} \sum_{i=1}^{10} N_i - \frac{2}{3} H_{ci} N_e, \tag{5}
 \end{aligned}$$

где  $I_i$  – потенциалы ионизации соответствующих уровней атома;  $\Delta E_{ki}$  – разность энергий между  $k$ -м и  $i$ -м уровнями (в эВ);  $H_{ca}$  и  $H_{ci}$  – скорости передачи энергии при упругих столкновениях электронов с атомами и ионами [10–13].

Начальные условия для уравнений (4), (5) таковы:

$$N_e(r, 0) = 0, \quad T_e(r, 0) = T_e^0.$$

Здесь  $T_e^0$  – начальная температура электронов, образующихся в результате ассоциативной ионизации атомов бария.

Следует отметить, что в уравнении (5) не учитывается скоростной коэффициент набора энергии электронов в результате обратнотормозного поглощения  $Q_{br}$ , который с использованием оценок, приведенных в [14], имеет следующий вид:

$$Q_{br} \approx \frac{10^{-7} N_0^2 \lambda^2 I}{12 c^2 T_e^{3/2}},$$

где  $N_e = N_0/2$ ;  $\lambda$  – длина волны излучения (в см);  $T_e$  – температура (в эВ);  $I$  – интенсивность (в Вт·см<sup>-2</sup>). Скорость набора энергии электронов в сверхупругих ударах

$$Q_{sc} \approx \frac{g_2}{g_1 + g_2} \frac{N_0^2}{4} K_{21} \Delta E_{21},$$

где  $g_1$  и  $g_2$  – статвеса состояний 1 и 2;  $\Delta E_{21}$  – разность энергий уровней резонансной линии в барии. Можно показать, что  $Q_{br}$  и  $Q_{sc}$  становятся равными при  $I \approx 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. В нашем случае  $I \approx 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, а следовательно, тормозным поглощением в модели можно пренебречь.

В уравнениях (1), (2) поглощение и перенос лазерного излучения в трехмерном газовом объеме учтены коэффициентами  $P_{12}$  и  $P_{21}$ , где

$$J(r, t) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^\infty \Phi(x) I(r, \theta, \varphi, x, t) dv. \tag{6}$$

Здесь

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2)$$

– нормированный контур линии поглощения, формируемый доплеровским механизмом уширения спектральной линии;  $x = (v - v_0)/\Delta v_D$  – безразмерная частота;  $v_0$  – центральная частота спектральной линии, а  $\Delta v_D$  – ее доплеровская ширина. Распространение излучения с интенсивностью  $I(r, \theta, \varphi, x, t)$  на частоте  $x$  в направлении, определяемом углами  $\theta$  и  $\varphi$ , в пространственной точке  $r(x, y, z)$  трехмерного объема определялось уравнением переноса

$$\frac{\partial I(r, \theta, \varphi, x, t)}{\partial l} = \Phi(x) \chi_0(N_1, N_2) [S(N_1, N_2) - I(r, \theta, \varphi, x, t)]. \tag{7}$$

Использовалась его стационарная форма, поскольку скорость распространения лазерного излучения в среде много больше скорости изменения параметров среды. Здесь  $\partial l$  – малое приращение пути фотона в направлении  $L$ ;  $\chi_0$  – коэффициент поглощения в центре линии;  $S$  – функция источников. С учетом нормировки контура  $\Phi(x)$  и  $S$  имеем

$$\chi_0(N_1, N_2) = \frac{c^2 A_{21} g_2}{8\pi v_0^2 g_1 \Delta v_D} \left[ N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right], \tag{8}$$

$$S(N_1, N_2) = \frac{2h\nu_0^3 g_1}{c^2 g_2} \frac{N_2}{N_1 - (g_1/g_2) N_2}.$$

Здесь  $c$  – скорость света;  $h$  – постоянная Планка.

Лазерный пучок имел радиально-симметричное распределение интенсивности в поперечном сечении и падал

под прямым углом к левому торцу цилиндра высотой  $H_0$ . Поэтому граничное условие для (7) на левой границе ( $z = -H_0/2$ ) следующее:

$$J(r(z = -H_0/2), \theta, \varphi, x, t) = \begin{cases} 0 & \text{при } \theta \neq 0, \\ J_{\text{las}}(R, x, t) & \text{при } \theta = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где  $R$  – радиальная координата. На правой границе цилиндра ( $z = H_0/2$ ) падающего излучения нет, и для  $\theta \geq 90^\circ$  мы имеем нулевые граничные условия вида

$$J(r(z = H_0/2), \theta, \varphi, x, t) = 0, \quad (10)$$

где переменная  $\theta$  представляет собой угол между направлением рассеянного фотона и осью симметрии цилиндра  $z$ . Форма лазерного импульса задавалась в следующем виде:

$$J_{\text{las}}(R, x, t) = J_0 \frac{(\Delta x_{\text{las}}/2)^2}{x^2 + (\Delta x_{\text{las}}/2)^2} \frac{t}{\tau_p} \exp\left(1 - \frac{t}{\tau_p}\right) F(R). \quad (11)$$

Здесь  $F(R)$  задает зависимость интенсивности лазерного излучения в поперечном сечении пучка от радиальной координаты  $R$ ;  $\tau_p$  – время, за которое интенсивность импульса достигает пикового значения  $J_0$ ;  $\Delta x_{\text{las}}$  – ширина спектра лазерного излучения, имеющего лоренцовскую зависимость от частоты, измеряемая в единицах  $\Delta\nu_D$ .

Уравнения (1)–(11) представляют собой замкнутую систему интегродифференциальных уравнений. Численное их решение, учитывающее перенос излучения в цилиндрически-симметричном объеме, проводилось на основе методов, разработанных в [14, 23]. Рассчитывались кинетика населенностей многоуровневых атомов, электронная температура и плотность, частотно-угловые характеристики рассеянного парами излучения в любой заданный момент времени. Представим результаты моделирования кинетики формирования плазмы в парах бария.

### 3. Кинетика фотоплазмы атомов бария

Расчетное исследование кинетики формирования плазмы проводилось для различных параметров модели (начальных концентраций атомов бария, интенсивности и длительности лазерного излучения, распределения лазерного излучения в поперечном сечении пучка). Нами анализируются результаты, полученные для случая однородного распределения лазерной интенсивности в поперечном сечении пучка для цилиндра с высотой  $H_0 = 1.0$  см и радиусом  $R_0 = 0.5$  см. На рис.2 представлены зависимости от времени усредненных по высоте цилиндра концентрации электронов  $N_e$  и их температуры  $T_e$ , а также населенностей основного ( $^1S_0$ ) и возбужденного ( $^1P^0$ ) состояний резонансного перехода атома бария (кривые 1, 2) и метастабильных ( $^3D_1$  и  $^3D_2$ ) уровней (кривые 3, 4). Оптическая плотность среды  $\tau_0$ , рассчитанная по диаметру цилиндра в соответствии с выражением  $\tau_0 = \chi_0 2R_0$ , при начальной концентрации атомов бария  $N_0 = 6.13 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  составляет 4000. При этом интенсивности лазерного излучения  $I_0 = 10^3 \text{ Вт/см}^2$  недостаточно для насыщения всего облучаемого объема паров, и значительная ее часть будет поглощена атомами бария (см. кривую 2 на рис.3). Насыщающая интенсивность без учета процессов пленения излучения может быть приравнена к мощности  $I_{\text{sc}}$ , рассеянной с единичной поверхности накачиваемого объема высотой  $H_0 = 1$  см [28].

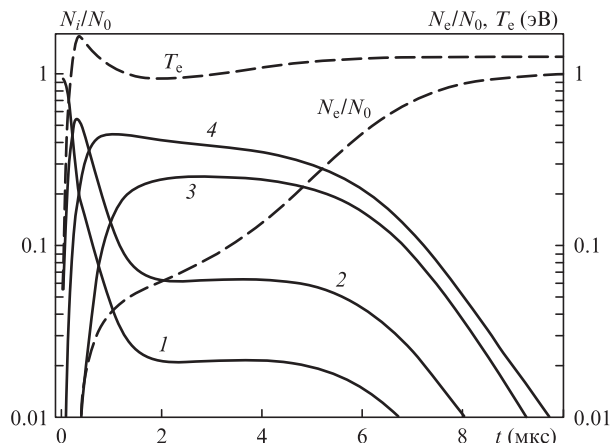


Рис.2. Зависимости от времени концентрации электронов  $N_e$  и их температуры  $T_e$ , населенностей атомов в состояниях  $^1S_0$  (1),  $^1P^0$  (2),  $^3D_1$  (3) и  $^3D_2$  (4), усредненных по высоте цилиндра  $H_0$ , при  $N_0 = 6.13 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_p = 3$  мкс,  $\Delta x_{\text{las}} = 4\Delta\nu_D$ ,  $J_0 = 10^3 \text{ Вт/см}^2$  и  $\tau_0 = 4000$ . Ось ординат отображена в логарифмическом масштабе.

$$I_{\text{sc}} = N_2 A_{21} h\nu H_0.$$

Подставив сюда значения  $A_{21} = 1.19 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$  и  $h\nu$  для резонансного перехода, получим  $I_{\text{sc}} = 4.3 \times 10^{-11} \cdot N_2 \text{ Вт/см}^2$ . В близких к насыщению условиях населенность возбужденного уровня связана с начальной концентрацией атомов соотношением

$$N_2 = g_2 / (g_1 + g_2) N_0. \quad (12)$$

С учетом (12) при  $N_0 = 6.13 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  получим интенсивность накачки  $I_p \approx 2 \times 10^3 \text{ Вт/см}^2$ . На самом деле в оптически плотных средах при поглощении и рассеянии лазерного излучения реальная насыщающая интенсивность может на три порядка превышать  $I_{\text{sc}}$  [28]. Поэтому при интенсивности лазерного излучения  $I_0 = 10^3 \text{ Вт/см}^2$  насыщения всего накачиваемого объема с атомами бария не происходит.

В развитии ионизационного просветления паров бария можно выделить три качественно различных режима (рис.2). Первый режим соответствует начальному этапу воздействия на среду лазерного излучения, когда за время  $\sim 0.5$  мкс происходит перераспределение атомов между основным (кривая 1) и метастабильными состояниями через возбужденный уровень  $^1P^0$  (кривая 2) под действием радиационного возбуждения и спонтанного распада. Более всех оказывается заселенным уровень  $^3D_2$  (кривая 4), вероятность спонтанного распада на который с уровня  $^1P^0$  превышает вероятности распада на остальные метастабильные. По этой причине населенности метастабильных уровней  $^1D_2$  и  $^3D_3$  намного меньше населенностей уровней  $^3D_1$  и  $^3D_2$ , и на рис.2 их временное поведение не показано. За это же время (0.5 мкс) электроны, появляющиеся в среде благодаря ассоциативному механизму, разогреваются в сверхупругих процессах, и их температура достигает пикового значения  $T_e^{\text{max}} = 1.66 \text{ эВ}$  (штриховая кривая).

Если заселение метастабильного уровня  $^3D_2$  происходит одновременно с фотовозбуждением состояния  $^1P^0$ , то рост населенности метастабильного уровня  $^3D_1$  (кривая 3) оказывается задержанным по времени. Кроме того, начало роста населенности уровня  $^3D_1$  совпадает с ростом концентрации электронов (штриховая кривая на рис.2). Из этого можно заключить, что заселение этого уровня



происходит в основном при девозбуждении уровня  $^3P_1$ , а заселение последнего вызвано также столкновениями электронов с атомами, находящимися в основном состоянии  $^1S_0$ . После достижения температуры  $T_e^{\max} = 1.66$  эВ происходит ее спад, обусловленный неупругими столкновениями атомов с электронами, в результате которых последние теряют энергию и остывают.

Следующий режим развития ионизации характеризуется состоянием, когда населенности уровней и концентрация электронов изменяются не так быстро, как в первом режиме (2–5 мкс, рис.2). Здесь на облученном торце газовой ячейки уже начинается частичная ионизация атомов электронным ударом, поскольку концентрация электронов все же растет. При этом в глубине среды, ближе к теневому торцу цилиндра, развитие ионизации еще очень слабое из-за сильного поглощения лазерного излучения парами бария. В таком режиме малого насыщения среды лазерным полем населенности уровней многоуровневого атома обладают значительной пространственной и временной неоднородностью [14–16].

Третий режим ионизационного просветления бария характеризуется завершением ионизации атомов электронным ударом. Для параметров модели, соответствующих рис.2, он начинается с времен не менее 5 мкс и характеризуется уменьшением населенностей всех уровней атома бария (основного и возбужденного уровня резонансного перехода, а также всех остальных возбужденных и метастабильных состояний). В конце концов концентрация электронов достигает величины, равной начальной концентрации атомов в среде  $N_e/N_0 \approx 1$ . Следовательно, в конце рассматриваемого временного интервала под действием лазерного излучения происходит полная ионизация газового объема. Температура электронов здесь, после небольшого снижения на предыдущем этапе развития ионизации, достигает квазистационарного значения и приближается к 1.24 эВ. Такое значение определяется балансом прямых и обратных возбуждающих столкновений электронов с атомами уже на стадии формирования электронной лавинной ионизации атомов.

При полной ионизации бария среда просветляется, т. к. в ней отсутствуют поглощающие атомы. При этом лазерное излучение проходит через пары бария почти без поглощения. Динамика поглощения лазерного импульса показана на рис.3, где представлены зависимости коэффи-

циента пропускания парами бария лазерного излучения от времени для различных начальных концентраций атомов. Кривая 2 на нем соответствует тем же параметрам модели, что и на рис.2, для которых лавинная ионизация развивается достаточно долго (более 7 мкс). С ростом начальной концентрации атомов в объеме при неизменных лазерной интенсивности и длительности импульса развитие процесса лавинной электронной ионизации ускоряется (кривая 3). Это вызвано тем обстоятельством, что скорость нарастания электронов ассоциативным путем пропорциональна второй степени концентрации атомов в возбужденном состоянии. Следовательно, с ростом  $N_0$  в среде раньше развивается процесс лавинной ионизации атомов бария электронным ударом. Если же начальную концентрацию атомов уменьшить от  $6.13 \times 10^{13}$  до  $4.59 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , то процессы ионизации атомов электронным ударом за время действия импульса вообще не успеют развиваться (рис.3, кривая 1). Тогда поведение коэффициента пропускания характеризуется монотонным спадом из-за уменьшения интенсивности лазерного импульса.

Обратим внимание на кривую 2 рис.3, которая, в отличие от кривой 3, не демонстрирует монотонного увеличения коэффициента пропускания лазерного излучения при развитии лавинной ионизации. Поведение кривой 2 показывает, что во втором режиме развития ионизации среды происходит значительное поглощение лазерного излучения. Сначала при  $t = 2$  мкс коэффициент пропускания достигает максимального значения, а затем начинает уменьшаться. Это свидетельствует об увеличении поглощения парами лазерного излучения. С ростом концентрации электронов реализуется переходный режим формирования лавинной электронной ионизации атомов. В начале этого процесса среда становится оптически более плотной – «мутнеет», поскольку происходит тушение электронами возбужденного состояния атома бария. Эффект оптического потемнения был впервые предсказан в работах [8, 9], где показано, что при облучении газовой среды резонансным излучением осуществляются два режима. Сначала, при реализации состояния, близкого к насыщению, происходит выравнивание населенностей резонансных уровней и благодаря ассоциативному механизму рождаются затравочные электроны. Их энергия стабилизируется, а дальнейшее увеличение концентрации электронов обусловлено электронной столкновительной ионизацией атомов. С ростом концентрации электронов, когда скорость тушащих электронных процессов больше скорости ионизирующих столкновений, лазерное излучение поглощается сильнее из-за увеличения коэффициента поглощения среды. Второй режим реализуется при условии, что скорость ионизации электронным ударом превышает скорость тушащих столкновений, и среда в результате этого просветляется. Волна ионизации при увеличении поглощения лазерного излучения формируется на облученной поверхности паров. Затем она распространяется в глубь среды, вызывая ее дополнительное просветление. В этих условиях первоначально нейтральный газ оказывается полностью ионизованным. Эффект, предсказанный в [8, 9], был подтвержден численно для паров натрия авторами [15, 16]. В этих работах при накачке натрия лазерным излучением на линии с  $\lambda = 589.6$  нм эффект потемнения наблюдался достаточно отчетливо. В частности, лазерный импульс разделялся на два подимпульса: один – до начала лавинной ионизации, когда тушащие электронные столкновения доминируют над ионизирующими; второй – после развития

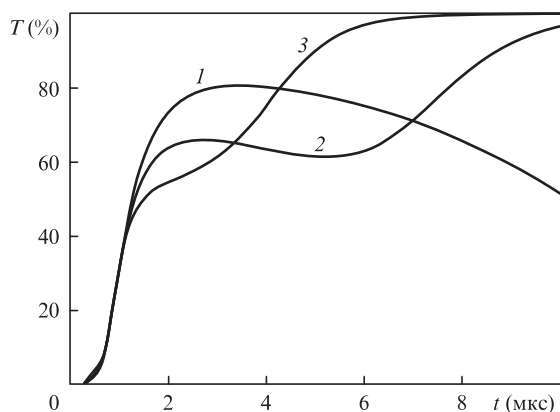


Рис.3. Динамика коэффициента пропускания  $T$ , представляющего собой отношение интегральной по частоте интенсивности прошедшего через пары бария лазерного излучения ко входной интенсивности, для начальных концентраций атомов  $N_0 = 4.59 \times 10^{13}$  (1),  $6.13 \times 10^{13}$  (2) и  $7.68 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (3). Параметры лазерного излучения те же, что и на рис.2.

лавинной электронной ионизации при просветлении газового объема. Для паров бария этот эффект также проявляется, но в более слабой форме, и для интенсивности лазерного импульса в максимуме  $I_0 \leq 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. Основная причина этого заключается в следующем. У атома натрия нет метастабильных состояний, оптически связанных с возбужденными уровнями резонансных переходов с длинами волн 589.6 или 589 нм, поэтому при фотовозбуждении любого из этих резонансных уровней лазерным полем резервуар дополнительного радиационного стока частиц для них отсутствует. При тушении возбужденного состояния электронами в переходном режиме непосредственно до развития лавинной ионизации атомы натрия «сваливаются» в основное состояние. С ростом его населенности, соответственно, происходит уменьшение концентрации атомов в возбужденном состоянии и существенно увеличивается коэффициент поглощения  $\chi_0$  (см. (8)). В атоме бария наличие метастабильных уровней, связанных с возбужденным состоянием  $^1P_1^0$ , приводит к перераспределению атомов из возбужденного состояния на эти метастабильные уровни. Следовательно, тушение электронами возбужденного состояния  $^1P_1^0$ , как и всех остальных уровней, возбуждаемых прямыми электронными столкновениями с атомами, не вызывает значительного увеличения коэффициента поглощения на резонансном переходе в барии с длиной волны  $\lambda = 553.5$  нм. Это обстоятельство и определяет столь незначительное уменьшение коэффициента пропускания на рис.3 (кривая 2).

Полученные результаты указывают на то, что с ростом степени ионизации фронт лазерного излучения движется вперед, к теневому торцу цилиндра. Когда среда «темнеет», фронт лазерного излучения, наоборот, отступает к облученному торцу среды. Однако степень ионизации продолжает увеличиваться и среда снова «светлеет». При этом фронт лазерного излучения опять движется в направлении теневого торца цилиндра. Теперь он представляет собой фронт ионизационного просветления. По мере продвижения этого фронта в его передней части образуется зона насыщения, благодаря которой здесь развиваются процессы ионизации атомов электронным ударом. Этот эффект колебания фронта ионизационно-просветленной зоны был численно получен и для паров натрия [15, 16], хотя для бария, по описанным выше причинам, он проявляется в менее значительной степени.

Как указывалось в разд.2, построенная модель учитывает процессы переноса резонансного излучения. При поглощении лазерного излучения атомы бария перерассеивают фотоны в окружающую среду и, таким образом, меняются локальные значения как функции источников, так и коэффициента поглощения. Внутри поглощающего объема переизлученные фотоны тут же поглощаются атомами, а у его границы излучение может свободно выходить из среды, нарушая тем самым баланс прямых и обратных радиационных и столкновительных процессов. В результате выхода излучения через границу газового объема вблизи нее происходит релаксация возбужденного состояния бария и, как следствие, значительное остывание электронов. Таким путем перерассеянная радиация через функцию источников оказывает влияние на кинетику заселения уровней в процессе формирования плазмы.

На рис.4 демонстрируется роль эффектов радиационного переноса в плотных парах бария: показаны пространственные распределения концентрации электронов и населенности метастабильного состояния  $^3D_2$  в момент

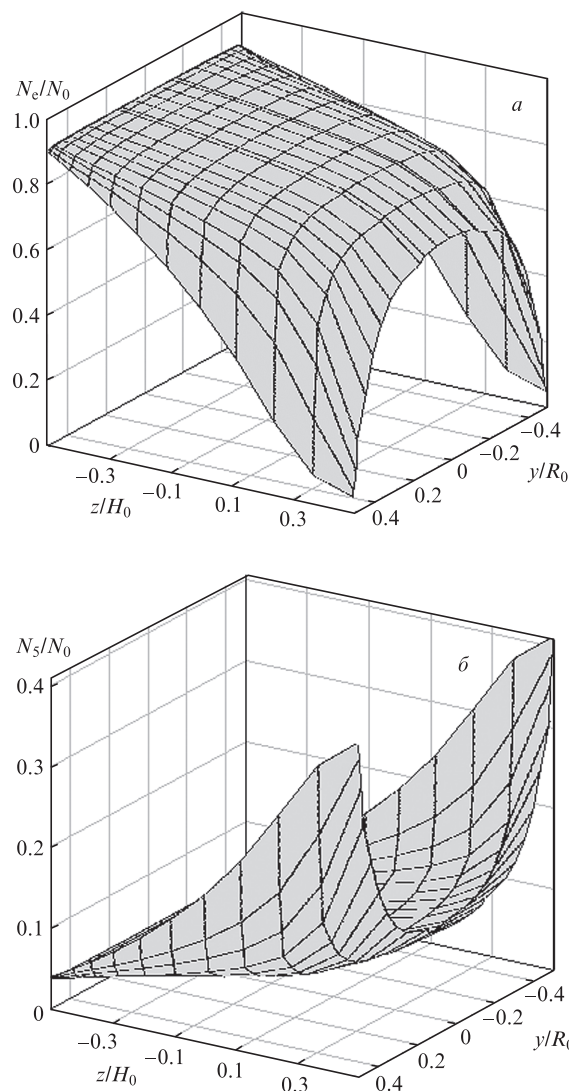


Рис.4. Пространственные распределения концентрации электронов (а) и населенности метастабильного состояния  $^3D_2$  (б) в момент времени  $t = 8.0$  мкс. Параметры модели те же, что и на рис.2.

времени  $t = 8$  мкс. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что на облучаемой границе среды степень ионизации достигает 90%. При этом степень ионизации на теневом торце цилиндра (в его центре) равна примерно 60%, а у боковой границы едва достигает 5%. Такое неоднородное пространственное распределение концентрации электронов, как указывалось, объясняется процессами радиационного переноса, поскольку выход излучения через поверхность цилиндра приводит к релаксации возбужденного состояния атомов и к остыванию электронов, получающих энергию в сверхупругих столкновениях. Как видно из формы поверхности (рис.4,б), перенос излучения на резонансном переходе атома бария с  $\lambda = 553.5$  нм является причиной сильной неоднородности заселения метастабильного состояния  $^3D_2$ . Кроме того, ввиду значительной населенности этого уровня его вклад в концентрацию электронов составляет примерно 35%.

#### 4. Основные результаты и выводы

Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Проанализированы пеннинговский и ассоциативный механизмы образования затравочных электронов для

атома бария на основе данных о сечениях этих процессов. Проведенные оценки показали, что в условии лазерного воздействия на резонансный переход с  $\lambda = 553.5$  нм, доминирующим механизмом их образования является ассоциативная ионизация.

2. Построена радиационно-столкновительная модель, описывающая кинетику возбуждения и ионизации атомов бария при учете переноса излучения на резонансной атомной линии ( $\lambda = 553.5$  нм). Численный метод решения полученной системы интегродифференциальных уравнений, разработанный для цилиндрической геометрии газовой среды, позволяет получать пространственно-временную картину поглощения лазерного излучения, кинетику населенности уровней атомов, концентрацию и температуру электронов, а также динамику частотно-углового распределения рассеянного парами излучения для любой заданной точки трехмерного объема.

3. Получено, что после возбуждения резонансным излучением с  $\lambda = 553.5$  нм населенность уровня  $^1P_1$  падает из-за перераспределения атомов по метастабильным состояниям. Больше остальных благодаря спонтанной релаксации возбужденного уровня  $^1P_1^0$  заселяется метастабильный уровень  $^3D_2$ . Населенность уровня  $^3D_1$  почти в два раза меньше, чем состояния  $^3D_2$ , и формируется в основном столкновительным путем через девозбуждение состояния  $^3P_1$ .

4. При пространственно-неоднородном насыщении резонансного перехода электронная лавинная ионизация атомов начинается на облученном торце цилиндра. Ионизационно-просветленный фронт начинает распространяться в глубь среды, вызывая ее дополнительное просветление. Далее появляется дополнительный канал энергетических потерь, связанный со сверхупругим тушением резонансных атомов, и среда становится оптически более плотной. Потемнение среды вызывает отступление фронта лазерной интенсивности к облученному торцу цилиндра. Дальнейшее развитие лавинной электронной ионизации бария вновь приводит к распространению просветленной зоны в глубь газовой среды. При полной ионизации атомов лазерное излучение из-за уменьшения коэффициента поглощения распространяется без существенного поглощения. Факт уменьшения поглощенной лазерной энергии при ионизации среды может найти применение для снижения энергетических потерь в задачах эффективной передачи энергии лазерного излучения через резонансно-поглощающие среды.

5. Радиационный перенос в цилиндрическом объеме вызывает значительную пространственную неоднородность концентрации возбужденных атомов и, как следствие, концентрации электронов. Внутри газонаполненной кюветы, ближе к ее оси симметрии, велика роль пленения резонансных фотонов. Поэтому здесь выше концентрация атомов во всех возбужденных состояниях, значительно больше температура и концентрация элект-

тронов, чем у границ среды, где выход фотонов из объема приводит к релаксации возбужденного состояния и к снижению степени ионизации. Такое пространственное разделение зарядов вдоль оси оптического возбуждения приводит к возникновению фотоЭДС – явления, наблюдаемого экспериментально [29].

В заключение отметим, что способ получения барьерной фотоплазмы, основанный на механизме нагрева электронов в сверхупругих процессах, может стать альтернативным при получении ионов большой концентрации для ионных ловушек.

1. Paul W. *Rev. Mod. Phys.*, **62**, 531 (1990).
2. Gilson E.P., Davidson R.C., Efthimion P.C., Majeski R. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 155002 (2004).
3. Freidenauer A., Schmitz H., Glueckert J.T., Porras D., Schaetz T. *Nature Phys.*, **4** (10), 757 (2008).
4. Steele A.V., Churchill L.R., Griffin P.F., Chapman M.S. *Phys. Rev. A*, **75** (5), 053404 5 (2007).
5. Wang B., Zhang J.W., Gao C., Wang L.J. *Opt. Express*, **19** (17), 16438 (2011).
6. Lucatorto T.B., McIlrath T.J. *Phys. Rev. Lett.*, **37** (7), 428 (1976).
7. Measures R.M. *J. Appl. Phys.*, **48**, 2673 (1977).
8. Shaparev N.Ya., in *Abstracts of Fourth Europhysics Sectional Conf. on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases* (Essen, Germany, 1978, Pt. 48).
9. Шапарев Н.Я. *ЖТФ*, **49**, 2223, (1979).
10. Measures R.M., Drewell N., Cardinal P. *J. Appl. Phys.*, **50** (4), 2662 (1979).
11. Measures R.M., Cardinal P.G., Schinn G.W. *J. Appl. Phys.*, **52** (3), 1269 (1981).
12. Measures R.M., Cardinal P.G. *Phys. Rev. A*, **23** (2), 804 (1981).
13. Measures R.M., Wong S.K., Cardinal P.G. *J. Appl. Phys.*, **53** (8), 5541 (1982).
14. Косарев Н.И. *Математическое моделирование*, **17** (5), 105 (2005).
15. Косарев Н.И., Шапарев Н.Я. *Оптика атмосферы и океана*, **19** (2-3), 216 (2006).
16. Косарев Н.И., Шапарев Н.Я. *Квантовая электроника*, **36** (4), 369 (2006).
17. Rosenberg N.W., Best G.T. *J. Phys. Chem.*, **75**, 1412 (1971).
18. Bernhardt P.A., Roussel-Dupre R.A., Pongratz M.B., et al. *J. Geophys. Res.*, **92**, 5777 (1987).
19. Шапарев Н.Я., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы*, **4** (11), 1178 (1991).
20. Косарев Н.И., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы*, **4** (11), 1172 (1991).
21. Косарев Н.И., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы и океана*, **6** (10), 1298 (1993).
22. Косарев Н.И., Шкедов И.М. *Оптика атмосферы и океана*, **12** (1), 30 (1999).
23. Косарев Н.И. *Математическое моделирование*, **18** (12), 67 (2006).
24. Kallenbach A., Kock M., Zierer G. *Phys. Rev.*, **38** (5), 2356 (1988).
25. Kallenbach A., Kock M. *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **22**, 1705 (1989).
26. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
27. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
28. Косарев Н.И. *Оптика и спектроскопия*, **101** (1), 64 (2006).
29. Горбунов Н.А., Стацевич Т. *Письма в ЖТФ*, **26** (15), 21 (2000).