

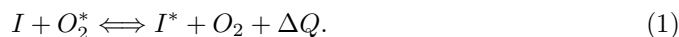
## ПОСТУПАТЕЛЬНАЯ НЕРАВНОВЕСНОСТЬ ЙОДНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ХИМИЧЕСКОГО КИСЛОРОДНО - ЙОДНОГО ЛАЗЕРА

М.В.Загидуллин<sup>1</sup>, В.И. Курочкин, Е.В. Парахина<sup>2</sup>

Представлена модель, учитывающая основные физические процессы, происходящие в активной среде ХКИЛ, – резонансное взаимодействие излучения с атомарным йодом, процесс передачи электронной энергии в столкновениях атомов йода с молекулами кислорода, упругие столкновения атомов йода с молекулами буферного газа - азота. Исследовано поведение функций распределения возбужденного и невозбужденного йода в одномодовом и двухмодовом режимах генерации, определены положения мод и их интенсивности.

Активная среда сверхзвукового химического кислородно-йодного лазера состоит из смеси атомарного йода в основном  $I(^2P_{3/2})$  и возбужденном  $I(^2P_{1/2})$  состояниях, молекулярного кислорода в основном  $O_2(^3\Sigma)$  и возбужденном  $O_2(^1\Delta)$  состояниях и молекулярного азота  $N_2$ . Молекулярный кислород играет роль источника энергии накачки йода, непосредственно взаимодействующего с излучением, а азот является транспортным средством. Данная газовая смесь прокачивается со скоростью 500 - 600 м/с при температуре около 200 К и давлении около 3 торр в направлении, перпендикулярном распространению лазерного излучения. Соотношения компонент  $I : O_2 : N_2 = 1 : 100 : 300$ . Соотношение возбужденного кислорода к невозбужденному составляет 2:1. Схема ХКИЛ представлена на рис.1.

Между кислородом и йодом имеет место передача электронной энергии с выделением тепла



В данной работе представлена кинетическая модель, учитывающая резонансное взаимодействие атомарного йода с излучением, в результате которой происходит нарушение равновесного максвелловского распределения по скоростям вдоль оптической оси резонатора [3], реакцию обмена электронной энергией между йодом и кислородом (неупругое взаимодействие) и релаксацию функции распределения атомов йода по скоростям в результате упругого взаимодействия с азотом.

<sup>1</sup>Загидуллин Марсель Вакифович, Самарский филиал ФИ РАН

<sup>2</sup>Курочкин Виктор Иванович, Парахина Елена Валерьевна, кафедра физики твердого тела Самарского государственного университета

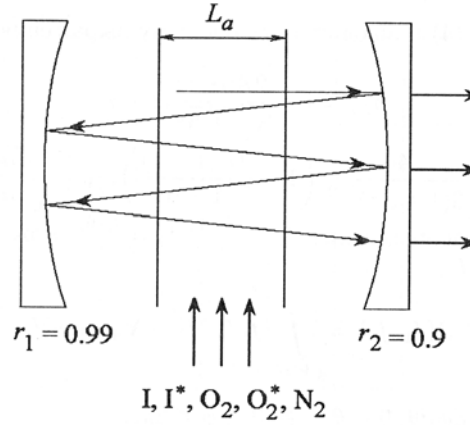


Рис. 1. Схема оптического резонатора ХКИЛ:  $r_1, r_2$  - коэффициенты отражения зеркал оптического резонатора,  $L_a$  - длина активной зоны

Модель основана на решении системы кинетических уравнений для функций распределения по скоростям йода в основном и возбужденном состояниях

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial t} &= \sigma \left( f_2 - \frac{1}{2} f_1 \right) \sum_k \frac{L_k I_k}{h\nu_0} + J(f_1, f_5) + J(f'_2, f'_3) - J(f_1, f_4), \\ \frac{\partial f_2}{\partial t} &= -\sigma \left( f_2 - \frac{1}{2} f_1 \right) \sum_k \frac{L_k I_k}{h\nu_0} + J(f_2, f_5) + J(f'_1, f'_4) - J(f_2, f_3), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\sigma$  - сечение взаимодействия йода с фотоном, индексы 1-5 соответствуют невозбужденному и возбужденному йоду, невозбужденному и возбужденному кислороду и азоту,  $I_k$  - интенсивность излучения  $k$ -й моды,

$$L_k = L(v_z, v_k) = \frac{\frac{\pi}{2}}{1 + \frac{(|v_z| - v_k)^2 \nu_0^2}{c^2 \beta^2}} + \frac{\frac{\pi}{2}}{1 + \frac{(|v_z| + v_k)^2 \nu_0^2}{c^2 \beta^2}} - \text{оператор Лоренца, учи-}$$

тывающий резонансное взаимодействие йода с излучением в  $k$ -й моде,  $v_k = \frac{\Delta\nu}{\nu_k} c$ ,  $\Delta\nu = \nu_0 - \nu_k$ ,  $\nu_k$  - частота  $k$ -й моды,  $\beta$  - полуширина лоренцевской линии,  $J$  и  $J'$  - интегралы упругих и неупругих столкновений.

Воспользуемся приближением Гамеля для аппроксимации интегралов упругих столкновений атомов йода с молекулами азота в виде

$$J(f_1, f_5) = \int (f'_1 f'_5 - f_1 f_5) g d\sigma d\mathbf{V}_5 = \nu_{15} (f_{15}^0 - f_1), \quad (3)$$

где  $\nu_{15} = n_5 \cdot \nu_{15}^0$ ,  $\nu_{15}^0 = 2\sqrt{\pi}\sigma_{15}^2 V_{15}$ ,  $V_{15} = \sqrt{\frac{2T_1}{m_1} + \frac{2T}{m_5}}$ ,  $f_{15}^0 = n_1 (\pi V_{15}^2)^{-3/2} \exp -\frac{m\mathbf{V}^2}{2T_{15}}$  - модельная функция распределения с параметрами  $n_1, V_{15}, T_{15}$ ,  $n_1 = \int f_1 d\mathbf{V}$ .

$T_{15}$  определяется из условия равенства интегралов столкновения

$$\int \frac{m_1 V_1^2}{2} (f_{15}^0 - f_1) d\mathbf{V}_1 = \int \frac{m_1 V_1^2}{2} \int (f'_1 f'_5 - f_1 f_5) g d\sigma d\mathbf{V}_5 d\mathbf{V}_1 = J. \quad (4)$$

Считая функции распределения максвелловскими, вычисление интеграла в правой части выражения (4) приводит к следующему выражению для  $\tau_{15} = \frac{T_{15}}{T}$ :

$$\tau_{15} = \tau + \frac{2A(\alpha, \tau)}{\sqrt{1 + \alpha^2}}(1 - \tau), \quad (5)$$

$$\text{где } \tau = \frac{T_1}{T}, \quad A(\alpha, \tau) = \frac{4\alpha}{3(1 + \alpha\tau)^{3/2}} \left( 1 - \frac{9}{5} \frac{\alpha(1 - \tau)}{1 + \alpha\tau} \right), \quad \alpha = \sqrt{\frac{m_5}{m_1}}.$$

Считая функции распределения  $f_3 = f_3^{(0)}$ ,  $f_4 = f_4^{(0)}$ , можно частично проинтегрировать интегралы  $J$

$$J(f_1, f_4) = \int_{\mathbf{g} \cdot \mathbf{k} > 0} f_1 f_4 |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_4| d\sigma d\mathbf{V}_4, \quad (6)$$

где  $d\sigma = \sigma_{14}^2 \sin \theta \cos \theta d\phi d\theta$ ,  $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ ,  $0 < \phi < 2\pi$ .

Введем безразмерные переменные

$$\Gamma = \frac{\mathbf{V}_4 - \mathbf{V}_1}{V_{T3}} = \mathbf{V} - \mathbf{u}_1, \quad V_{T3}^2 = \frac{2T}{m_3}, \quad d\Gamma = 2\pi dt \gamma^2 d\gamma, \quad -1 < t < 1, \quad \gamma > 0,$$

тогда

$$\begin{aligned} J(f_1, f_4) &= f_1 n_4 \pi^{-3/2} V_{T2} \int \exp^{-\mathbf{V}^2} \sqrt{(\mathbf{V}^2 - \mathbf{u}_1^2)^2} \pi \sigma_{14}^2 d\mathbf{V} = \\ &= f_1 n_4 \pi^{-3/2} \exp^{-u_1^2} \int_0^\infty 2\pi \gamma^2 \int_{-1}^1 \exp^{-\gamma^2 - 2\gamma t} \pi \sigma_{14}^2 d\gamma dt = f_1 \nu_{14}^0 \tilde{\nu}(u_1), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\text{где } \nu_{14}^0 = n_4 2\sqrt{\pi} V_{T3} \sigma_{14}^2, \quad \tilde{\nu}(u_1) = \exp^{-u_1^2} \int_0^\infty \exp^{-\gamma^2} \frac{\text{sh}(2\gamma u_1)}{\gamma u_1} \gamma^3 d\gamma.$$

Пусть  $f'_2 = f_2^{(0)}$ ,  $f'_3 = f_3^{(0)}$ , тогда  $f'_2 f'_3 = f_2^{(0)}(\mathbf{V}_1) f_3^{(0)}(\mathbf{V}_4) \exp^{-\delta_0^2}$ , где  $\delta_0^2 = \frac{\Delta Q}{kT}$ .

Тогда

$$J(f'_2, f'_3) = \int_{\mathbf{g} \cdot \mathbf{k} > 0} f_2^{(0)}(\mathbf{V}_1) f_3^{(0)}(\mathbf{V}_4) \exp^{-\delta_0^2} g d\sigma d\mathbf{V}_4 = f_2^{(0)} \exp^{-\delta_0^2} \nu_{23}^0 \tilde{\nu}(u_1). \quad (8)$$

$$J(f'_1, f'_4) = \int_{g \cos(\theta) > \Delta} f'_1 f'_4 g d\sigma d\mathbf{V}_3 = \int_{g \cos(\theta) > \Delta} f_1^{(0)}(\mathbf{V}_2) f_4^{(0)}(\mathbf{V}_3) \exp^{\delta_0^2} g d\sigma d\mathbf{V}_3 =$$

$$= f_1^{(0)} \exp^{\delta_0^2} \pi^{-3/2} n_4 \exp^{-u_1^2} V_{T3} \int_{\gamma \cos \theta > \frac{\Delta}{V_{T3}} = \delta}^\infty \exp^{-\gamma^2} \frac{\text{sh}(2\gamma u_1)}{\gamma u_1} 2\pi \gamma^3 d\gamma \times$$

$$\times \int_{\cos \theta > \frac{\delta}{\gamma}}^1 2\pi \sigma_{23}^2 \sin \theta \cos \theta d\theta = f_1^{(0)} \exp^{\delta_0^2} \nu_{14}^0 \tilde{\nu}(u_1, \delta),$$

(9)

где

$$\Delta = \sqrt{\frac{2\Delta Q}{m_{13}}}, \quad m_{13} = \frac{m_1 + m_3}{m_1 m_3}, \quad \nu_{14}^0 = n_4 2\sqrt{\pi} V_{T3} \sigma_{23}^2,$$

$$\tilde{\nu}(u_1, \delta) = \exp^{-u_1^2} \int_\delta^\infty \exp^{-\gamma^2} \frac{\text{sh}(2\gamma u_1)}{\gamma u_1} \left( 1 - \frac{\delta^2}{\gamma^2} \right) d\gamma.$$

$$J(f_2, f_3) = \int_{g \cos \theta > \Delta} f_2 f_3 g d\sigma d\mathbf{V}_3 = f_2 \nu_{23}^0 \tilde{\nu}(u_1, \delta). \quad (10)$$

Используя проведенные преобразования интегралов неупругих столкновений, при отсутствии резонансного взаимодействия с излучением и упругих столкновений систему (2) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial t} &= f_2^{(0)} n_3 K_1 - f_1 n_4 K_2, \\ \frac{\partial f_2}{\partial t} &= f_1^{(0)} n_4 K_3 - f_2 n_3 K_4, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} K_1 &= 2\pi^{1/2} V_{T3} \sigma_{14}^2 \exp^{-\delta_0^2} \tilde{\nu}(u_1), & K_2 &= 2\pi^{1/2} V_{T3} \sigma_{14}^2 \tilde{\nu}(u_1), \\ K_3 &= 2\pi^{1/2} V_{T3} \sigma_{23}^2 \exp^{\delta_0^2} \tilde{\nu}(u_1, \delta), & K_4 &= 2\pi^{1/2} V_{T3} \sigma_{23}^2 \tilde{\nu}(u_1, \delta). \end{aligned}$$

Скорости прямой и обратной реакций (1) известны

$$k_f = \frac{2.33 \cdot 10^{-14}}{T[K]} \begin{bmatrix} 3 \\ - \end{bmatrix}, \quad k_r = \frac{3.1 \cdot 10^{-14}}{T[K]} \exp^{-\frac{403}{T}} \begin{bmatrix} 3 \\ - \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Проинтегрируем систему (2) по скоростям

$$\begin{aligned} \int \int \int f_2' f_3' g d\sigma d\mathbf{V}_1 d\mathbf{V}_4 &= \exp^{-\delta_0^2} \int \int \int f_2^{(0)}(\mathbf{V}_1) f_3^{(0)}(\mathbf{V}_4) g d\sigma d\mathbf{V}_1 d\mathbf{V}_4 = \\ &= \exp^{-\delta_0^2} 2\pi^{1/2} \sigma_{14}^2 n_2 n_3 V_{23} = n_2 n_3 k_r, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $V_{23} = V_{T3} \sqrt{1 + \alpha^2}$ ,  $\alpha^2 = \frac{m_3}{m_1}$ .

Таким образом, коэффициенты, входящие в систему (11), можно записать через скорости прямой и обратной реакций

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{k_r \tilde{\nu}(u_1)}{\sqrt{1 + \alpha^2}}, & K_2 &= \frac{k_f \tilde{\nu}(u_1)}{\sqrt{1 + \alpha^2}}, \\ K_3 &= \frac{k_f \exp^{\delta_0^2} \tilde{\nu}(u_1, \delta)}{\sqrt{1 + \alpha^2}}, & K_4 &= \frac{k_r \exp^{\delta_0^2} \tilde{\nu}(u_1, \delta)}{\sqrt{1 + \alpha^2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Систему уравнений (2) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial t} &= \sigma \left( f_2 - \frac{1}{2} f_1 \right) \sum_k \frac{L_k I_k}{h\nu_0} + \nu_{15}^0 (f_{15}^0 - f_1) + f_2^{(0)} n_3 K_1 - f_1 n_4 K_2, \\ \frac{\partial f_2}{\partial t} &= -\sigma \left( f_2 - \frac{1}{2} f_1 \right) \sum_k \frac{L_k I_k}{h\nu_0} + \nu_{25}^0 (f_{25}^0 - f_1) + f_1^{(0)} n_4 K_3 - f_2 n_3 K_4. \end{aligned} \quad (15)$$

Считая общий расход частиц постоянным, выполняется условие равновесия по массе

$$n_1 + n_2 = n_{10}, \quad n_3 + n_4 = n_{30}, \quad n_4/n_3 = 1/2. \quad (16)$$

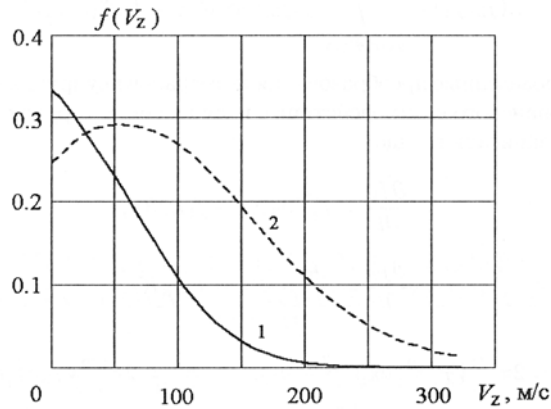


Рис. 2. Функция распределения атомов йода с учетом генерации одной моды: кривая 1 соответствует основному состоянию йода, кривая 2 - возбужденному состоянию

Система уравнений (2) дополняется уравнением для усиления  $k$ -й линии

$$G_k = \sigma \int L_k \left( f_2 - \frac{1}{2} f_1 \right) d\mathbf{v}. \quad (17)$$

Условие стационарного излучения

$$G_k = G_0 = \frac{2 - r_1 - r_2}{L_a}. \quad (18)$$

Модель позволяет рассчитать как сами функции распределения, так и усиление линии излучения в одномодовом и многомодовом режиме, а также определить возможное количество, расположение и интенсивность линий мод. На рис. 2, 3 представлены функции распределения атомов йода по компоненте скорости  $v_z$  вдоль распространения излучения при указанных выше условиях с учетом генерации одной (центральной) и двух мод соответственно. Минимумы функции распределения возбужденных атомов йода показывают, что в процессе генерации частицы в возбужденном состоянии перескакивают в невозбужденное состояние.

Для расчета интенсивности нулевой моды  $v_k$  полагалось равным нулю. Для поиска положения первой моды рассчитывалось усиление согласно уравнению (17), положение максимума усиления указывает возможное положение моды. Рассчитанные интенсивности нулевой и первой мод  $I_0 = 18.23 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup> и  $I_1 = 2.46 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>,  $I_1 = 21.80 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup> соответствуют одномодовому и двухмодовому режимам, расстояние между модами  $\Delta\nu = 49$  МГц.

*Работа выполнена при поддержке ФЦП "Интеграция"(проект N235)".*

## Список литературы

- [1] Коган М.Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
- [2] Алексеев Б.В. Математическая кинетика реагирующих газов. М.: Наука, 1982. 420 с.
- [3] Загидуллин М.В., Игошин В.И., Курпьянов Н.Л./ Влияние поступательной и сверхтонкой релаксации на энергетические характеристики кислородно-йодного лазера // Квантовая электроника, Т.11, № 2. 1984. С.382-384.

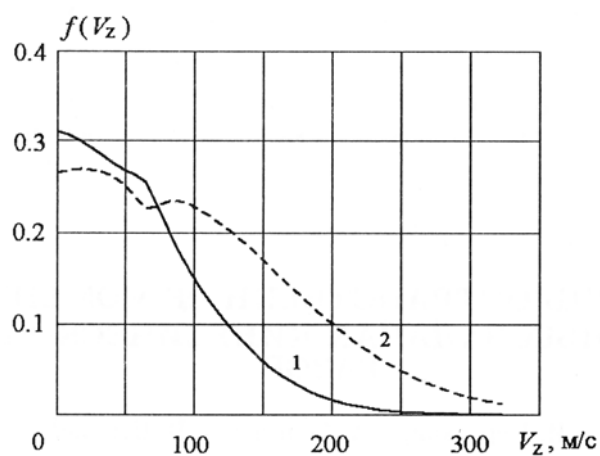


Рис. 3. Функция распределения атомов йода с учетом генерации двух мод: кривая 1 соответствует основному состоянию йода, кривая 2 - возбужденному состоянию

# TRANSLATIONAL NONEQUILIBRIUM OF IODINE COMPONENT IN THE ACTIVE MEDIUM OF THE SUPERSONIC CHEMICAL OXYGEN - IODINE LASER

M.V. Zagidullin<sup>3</sup>, V.I. Kurochkin, H.V. Parahina<sup>4</sup>

The model taking into account main physical processes, which take place in the active medium of the COIL, such as resonant radiation - iodine atom interaction, process of electronic energy transmission in the iodine atom - oxygen molecule collisions, elastic collisions of iodine atoms with buffer gas molecules - nitrogen is represented. The behaviour of excited and nonexcited iodine distribution functions in single-mode and two - mode generation regime is researched, the positions of modes and their intensities are defined.

<sup>3</sup>M.V. Zagidullin. Dept. of solid state physics

<sup>4</sup>V.I. Kurochkin, H.V. Parahina. Samara state university