

УДК 535:621.373.8, 535:621.375.8

## ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ БЕЗ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЁННОСТЕЙ В «КРАСНОМ» КРЫЛЕ $D_1$ -ЛИНИИ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКЕ

© А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su*

Теоретически исследован новый метод генерации лазерного излучения без инверсии населённости в «красном» крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов при резонансном поглощении широкополосного излучения лазерных диодов накачки на переходе  $D_1$ . Причиной возникновения лазерной генерации является то обстоятельство, что в красном крыле спектральной линии вероятность вынужденного испускания превышает вероятность поглощения, если однородное уширение из-за взаимодействия активных частиц с буферным газом существенно превышает естественное (при больших давлениях буферного газа). Получены аналитические формулы, представляющие работу лазера на парах щелочных металлов при поперечной диодной накачке. Выяснено, что наиболее перспективным объектом для наблюдения лазерной генерации без инверсии населённости в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов являются атомы цезия. В достаточно длинной активной среде (длина среды в 50 раз превышает её ширину) эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение может достигать 57 % при давлении буферного газа 5 атм, интенсивности излучения диодов накачки 5 кВт/см<sup>2</sup> и полуширине его спектра 1 см<sup>-1</sup>. Частота лазерного излучения может перестраиваться на несколько десятков см<sup>-1</sup>.

*Ключевые слова:* атомы щелочных металлов, безинверсное усиление излучения, диодная накачка, столкновения, коэффициенты Эйнштейна, крыло спектральной линии.

DOI: 10.15372/AUT20230606

EDN: LTHENT

**Введение.** Газовые лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой активно исследуются в последние два десятилетия [1–4]. Интерес к таким лазерам связан с возможностью генерировать непрерывное излучение с высокой мощностью, имея при этом высокую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Максимальная мощность излучения к настоящему времени достигла (при эффективности преобразования энергии накачки в лазерную энергию 48 %) 1 кВт для лазера на парах цезия [3] и 1,5 кВт для лазера на парах калия [5].

Лазеры на парах щелочных металлов работают по стандартной трёхуровневой V-схеме с близкими верхними уровнями, между которыми происходит активное столкновительное перемешивание. Излучение диодов накачки поглощается на переходе  $D_2$  из основного состояния атома щелочного металла  $^2S_{1/2}$  в возбуждённое состояние  $^2P_{3/2}$ . Столкновения атомов щелочных металлов, находящихся на уровне  $^2P_{3/2}$ , с атомами буферного газа формируют инверсию населённости на переходе  $D_1$  ( $^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$ ), в результате чего возникает возможность генерации лазерного излучения на частоте этого перехода.

В парах щелочных металлов можно реализовать совершенно другой механизм генерации лазерного излучения. Как оказалось, можно получить лазерную генерацию без инверсии населённости в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов при резонансном поглощении широкополосного излучения лазерных диодов накачки на переходе  $D_1$ .

Лазерная генерация возможна вследствие столкновений, когда в крыле спектральной линии вероятности поглощения и вынужденного испускания перестают быть равными друг другу.

В целом ряде работ [6–11] было показано, что в крыле линии поглощения активных частиц газа при наличии частых столкновений с буферными частицами вероятности поглощения и вынужденного испускания не равны друг другу. Как выяснилось, спектральные плотности коэффициентов Эйнштейна для поглощения ( $b_{12}(\Omega)$ ) и вынужденного испускания ( $b_{21}(\Omega)$ ) связаны между собой соотношением [9]

$$b_{12}(\Omega) = b_{21}(\Omega) \exp(\hbar\Omega/k_B T), \quad (1)$$

где  $\Omega = \omega - \omega_{21}$  — отстройка частоты излучения  $\omega$  от частоты  $\omega_{21}$  перехода 2–1,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. Соотношение (1) справедливо при любом знаке  $\Omega$ .

Одним из следствий соотношения (1) является усиление излучения двухуровневыми системами без инверсии населённостей. Если мощное излучение накачки, настроенное по частоте в резонанс с атомным переходом, выравнивает населённости возбуждённого и основного уровней, то из-за превышения вероятности вынужденного испускания над вероятностью поглощения в красном крыле спектральной линии (при  $\Omega < 0$ ) реализуются условия для усиления излучения [2, 9, 12]. Современные системы диодной накачки при настройке в резонанс с переходом вполне способны выровнять населённости уровней. Поскольку коэффициент усиления для генерируемого излучения при диодной накачке оказывается довольно малым [12], то нужна большая протяжённость пути по усиливающей среде для того, чтобы достичь заметного усиления в активной среде за один проход. Это можно реализовать, используя поперечную диодную накачку активной среды.

В [13] теоретически исследована работа двухуровневого газового лазера с поперечной диодной накачкой. Двухуровневой системой моделировались атомы активного газа, находящегося в атмосфере буферного газа высокого давления.

Целью предлагаемой работы является расширение аналитической модели [13] для возможности описания генерации лазера на парах щелочных металлов при поглощении широкополосного излучения диодов накачки на переходе  $D_1$ . Лазерная генерация без инверсии населённостей возникает в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов, которые моделируются трёхуровневой V-схемой с близкими верхними уровнями, между которыми происходит столкновительное перемешивание.

**Уравнения, описывающие работу лазера.** Для описания работы лазера на парах щелочных металлов при поглощении широкополосного излучения диодов накачки на переходе  $D_1$  будем использовать трёхуровневую модель частиц активной среды (рис. 1). Лазерный цикл включает в себя оптическое возбуждение перехода  $D_1$  ( ${}^2S_{1/2} - {}^2P_{1/2}$ ) и лазерную генерацию в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов. На рис. 1 уровни  ${}^2S_{1/2}$ ,  ${}^2P_{1/2}$  и  ${}^2P_{3/2}$  обозначены соответственно цифрами 1, 2 и 3.

Рассмотрим работу трёхуровневого газового лазера с поперечной диодной накачкой. Схема лазера показана на рис. 2. Для упрощения анализа принято, что ячейка с активными частицами и буферным газом имеет форму прямоугольного параллелепипеда с длинами рёбер  $z_0$  (длина),  $y_0$  (ширина) и  $x_0$  (высота). Лазерные диоды накачки расположены с одной стороны ячейки. Их излучение поступает в ячейку в плоскости  $xz$  и распространяется в направлении оси  $y$ . Для более полного использования энергии излучения накачки с другой стороны ячейки расположено зеркало, возвращающее обратно в ячейку прошедшее сквозь неё излучение накачки (коэффициент отражения зеркала  $R_p$ ). Резонатор состоит из двух зеркал: переднего (выходного) с коэффициентом отражения  $R_0$  и заднего (плотного) с коэффициентом отражения  $R_1$ , максимально близким к единице. Потери энергии излучения в резонаторе состоят из диссипативных потерь в активной среде, в окнах ячейки и в

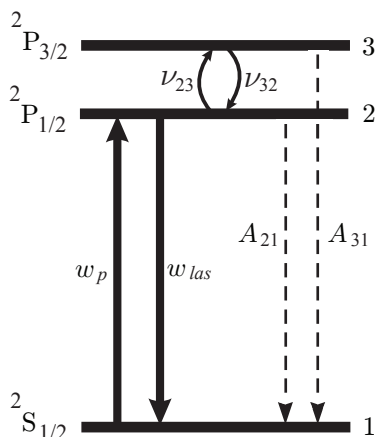


Рис. 1. Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов. Сплошными линиями обозначены переходы под действием излучения накачки ( $w_p$ ) и лазерного излучения ( $w_{las}$ ), штриховыми линиями — спонтанные радиационные переходы, изогнутыми линиями — столкновительные переходы

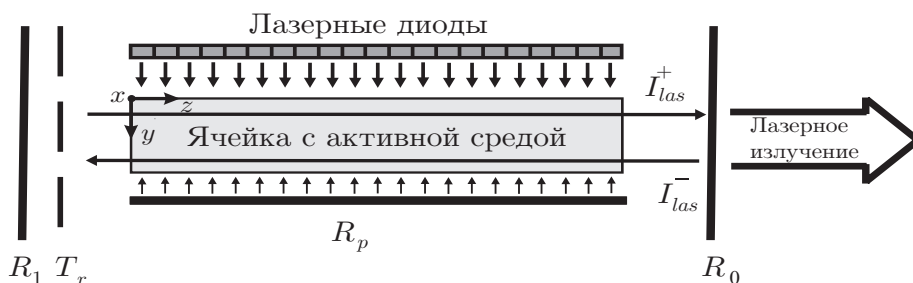


Рис. 2. Схема трёхуровневого газового лазера с поперечной диодной накачкой

зеркала, а также дифракционных потерь в резонаторе. Их будем описывать эффективным коэффициентом пропускания  $T_r$ , характеризующим относительные потери энергии излучения в резонаторе за один проход. Полагаем, что потери  $T_r$  локализованы перед задним зеркалом. Лазерное излучение выходит из ячейки в плоскости  $xy$  через зеркало с коэффициентом отражения  $R_0$  и распространяется в направлении оси  $z$ . Для простоты примем, что распределение интенсивности излучения накачки является однородным в плоскости  $xz$  (на входе в ячейку). При этом, как следствие, распределение интенсивности лазерного излучения также однородно по высоте ячейки (вдоль оси  $x$ ).

В стационарных условиях поглощение излучения накачки на переходе  $D_1$  и усиление лазерного излучения в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов (при  $\Omega_{las} < 0$ ) описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{wp}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp [N_1(y, z) - N_2(y, z)] \sigma_p(\omega) I_{wp}^{\pm}(y, z, \omega); \\ \frac{\partial I_{las}^{\pm}(y, z)}{\partial z} &= \pm [N_2(y, z) - \xi_{las} N_1(y, z)] \sigma_{las}(\omega_{las}) I_{las}^{\pm}(y, z), \end{aligned} \quad (2)$$

где введено обозначение

$$\xi_{las} = \exp(\hbar\Omega_{las}/k_B T), \quad \Omega_{las} = \omega_{las} - \omega_{21}. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_{21}$  и  $\omega_{las}$  — частоты перехода 2–1 и генерируемого лазерного излучения соответственно;  $I_{\omega p}^+(y, z, \omega)$  и  $I_{\omega p}^-(y, z, \omega)$  — спектральные плотности интенсивности излучения накачки на частоте  $\omega$ , распространяющегося вдоль оси  $y$  и в противоположном направлении (после отражения зеркалом) соответственно;  $I_{las}^+(y, z)$  и  $I_{las}^-(y, z)$  — интенсивности лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси  $z$  и в противоположном направлении соответственно;  $N_1(y, z)$  и  $N_2(y, z)$  — населённости уровней 1 и 2;  $\sigma_p(\omega)$  — сечение поглощения излучения накачки;  $\sigma_{las}(\omega_{las})$  — сечение вынужденного излучения с испусканием фотона частоты  $\omega_{las}$ . Сечения находятся по следующим формулам:

$$\sigma_p(\omega) = \frac{\lambda_{21}^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_{21})^2}; \quad \sigma_{las}(\omega_{las}) = \frac{\lambda_{21}^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma_{oc}(\Omega_{las})}{\Gamma^2 + (\omega_{las} - \omega_{21})^2}, \quad (4)$$

где  $A_{21}$  — скорость спонтанного испускания для перехода 2–1;  $\lambda_{21}$  — длина волны перехода 2–1;  $\Gamma = A_{21}/2 + \gamma$  — однородная полуширина линии перехода 2–1;  $\gamma$  — ударная полуширина линии данного перехода. Величина  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$ , зависящая от отстройки частоты лазерного излучения  $\Omega_{las}$  от частоты перехода 2–1, характеризует частоту упругих столкновений, сбивающих фазу атомного осциллятора [14]. Величина  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$  входит в модифицированную формулу Лоренца, описывающую весь контур спектральной линии, включая далёкие крылья [14]. При небольшой отстройке частоты лазерного излучения ( $|\Omega_{las}| \lesssim \Gamma$ ) величина  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$  равна однородной полуширине линии поглощения  $\Gamma$ , а при большой отстройке частоты ( $|\Omega_{las}| \gg \Gamma$ , крыло линии поглощения) величина  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$  может быть как существенно больше, так и существенно меньше  $\Gamma$  [14]. Уравнения (2) дополняются граничными условиями, определяющими изменение интенсивностей излучений на поверхности зеркал:

$$\begin{aligned} I_{\omega p}^+(0, z, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega); & I_{\omega p}^-(y_0, z, \omega) &= R_p I_{\omega p}^+(y_0, z, \omega); \\ I_{las}^+(y, 0) &= R_1 T_r^2 I_{las}^-(y, 0); & I_{las}^-(y, z_0) &= R_0 I_{las}^+(y, z_0). \end{aligned} \quad (5)$$

Населённости уровней  $N_i \equiv N_i(y, z)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) найдём из балансных уравнений для них. Эти уравнения в стационарном случае имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= 0 = -(A_{31} + \nu_{32})N_3(y, z) + \nu_{23}N_2(y, z), \\ \frac{dN_2}{dt} &= 0 = -(A_{21} + \nu_{23})N_2(y, z) + \nu_{32}N_3(y, z) + w_p(y, z)[N_1(y, z) - N_2(y, z)] - \\ &\quad - w_{las}(y, z)[N_2(y, z) - \xi_{las}N_1(y, z)], \\ N_1(y, z) + N_2(y, z) + N_3(y, z) &= N. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $N$  — полная концентрация активных атомов;  $A_{31}$  — скорость спонтанного испускания для перехода 3–1; частоты столкновений  $\nu_{32}$  и  $\nu_{23}$  описывают столкновительное перемешивание между уровнями 3 и 2;  $w_p(y, z)$  и  $w_{las}(y, z)$  — вероятности вынужденных переходов под действием излучения накачки и генерируемого лазерного излучения соответственно. Полагая, что излучение накачки имеет спектр произвольной ширины, а генерируемое лазерное излучение монохроматично, тогда

$$w_p(y, z) = \int_0^\infty \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar\omega_p} I_{\omega p}(y, z, \omega) d\omega; \quad w_{las}(y, z) = \frac{\sigma_{las}(\omega_{las})}{\hbar\omega_{las}} I_{las}(y, z), \quad (7)$$

где  $\omega_p$  — центральная частота спектра излучения накачки;

$$I_{\omega p}(y, z, \omega) = I_{\omega p}^+(y, z, \omega) + I_{\omega p}^-(y, z, \omega); \quad I_{las}(y, z) = I_{las}^+(y, z) + I_{las}^-(y, z) \quad (8)$$

— полная спектральная плотность интенсивности излучения накачки внутри ячейки и полная интенсивность лазерного излучения внутри ячейки соответственно. Частоты столкновений  $\nu_{32}$  и  $\nu_{23}$  в силу принципа детального равновесия связаны между собой соотношением

$$\nu_{23} = 2\nu_{32} \exp(-\Delta E/k_B T), \quad (9)$$

где  $\Delta E$  — разность энергий уровней 3 и 2; коэффициент 2 отражает отношение статвесов уровней 3 и 2.

Из системы алгебраических уравнений (6) находим разности населённостей, характеризующие лазерную генерацию и поглощение накачки:

$$\begin{aligned} N_2(y, z) - \xi_{las} N_1(y, z) &= N \frac{\varkappa_p(1 - \xi_{las})/(2 + \xi) - \xi_{las}}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}; \\ N_1(y, z) - N_2(y, z) &= N \frac{1 + \varkappa_{las}(1 - \xi_{las})/(1 + (1 + \xi)\xi_{las})}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где введено обозначение

$$\xi = \frac{\nu_{23}}{A_{31} + \nu_{32}}. \quad (11)$$

Величина  $\xi$  изменяется в пределах от 0 до 2 и характеризует степень влияния уровня 3 на генерацию лазерного излучения. При  $\xi = 0$  нет столкновительного перемешивания между уровнями 3 и 2 и работа лазера описывается двухуровневой схемой. Величины  $\varkappa_p \equiv \varkappa_p(y, z)$  и  $\varkappa_{las} \equiv \varkappa_{las}(y, z)$ , определённые как

$$\varkappa_p = \frac{(2 + \xi)w_p(y, z)}{A_{21} + \xi A_{31}}, \quad \varkappa_{las} = \frac{[1 + (1 + \xi)\xi_{las}]w_{las}(y, z)}{A_{21} + \xi A_{31}}, \quad (12)$$

имеют смысл параметров насыщения, так как каждый из них характеризует степень выравнивания населённостей на переходе 2–1 в отсутствие второго поля.

С учётом соотношений (10) дифференциальные уравнения (2), представляющие работу лазера, принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp \frac{1}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left[ 1 + \frac{\varkappa_{las}(1 - \xi_{las})}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} \right] N \sigma_p(\omega) I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_{las}^{\pm}(y, z)}{\partial z} &= \pm \frac{1}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left[ \frac{\varkappa_p(1 - \xi_{las})}{2 + \xi} - \xi_{las} \right] N \sigma_{las}(\omega_{las}) I_{las}^{\pm}(y, z). \end{aligned} \quad (13)$$

Как следует из уравнений для  $I_{las}^{\pm}$  в (13), лазерная генерация возникает при выполнении условия  $\varkappa_p > (2 + \xi)\xi_{las}/(1 - \xi_{las})$ . Для обеспечения эффективной генерации ( $\varkappa_p \gg (2 + \xi)\xi_{las}/(1 - \xi_{las})$ ) необходимо стремиться к выполнению условия

$$w_p \gg \frac{A_{21} + \xi A_{31}}{\exp[\hbar|\Omega_{las}|/(k_B T)] - 1}. \quad (14)$$

Согласно (14), чем меньше величина  $\xi$  и температура  $T$  газовой смеси внутри ячейки, тем меньше интенсивность излучения накачки, требуемая для эффективной лазерной генерации.

**Соотношение между интегральными характеристиками излучений.** Система дифференциальных уравнений (13), описывающих работу лазера, поддаётся решению только численными методами. Тем не менее можно, не решая её, получить практически важное соотношение между интегральными характеристиками излучений.

Для мощности  $P_{las}^{out}$  лазерного излучения, выходящего из резонатора через выходное зеркало (аналогично [13]), получаем выражение

$$P_{las}^{out} = \frac{RN\hbar\omega_{las}(A_{21} + \xi A_{31})}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\varkappa_{las}}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left[ \frac{\varkappa_p(1 - \xi_{las})}{2 + \xi} - \xi_{las} \right], \quad (15)$$

где

$$R = \frac{T_r(1 - R_0)\sqrt{R_1}}{T_r(1 - R_0)\sqrt{R_1} + (1 - R_1T_r^2)\sqrt{R_0}}. \quad (16)$$

Для поглощённой мощности излучения накачки из второго уравнения в (6) с учётом второй формулы в (10) получаем следующее выражение (интегрирование выполняется по объёму ячейки  $V = x_0y_0z_0$ ):

$$\begin{aligned} P_{abs} &= \hbar\omega_p \int w_p[N_1 - N_2] dV = \\ &= \frac{N\hbar\omega_p(A_{21} + \xi A_{31})}{2 + \xi} x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\varkappa_p}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left[ 1 + \frac{\varkappa_{las}(1 - \xi_{las})}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Далее примем во внимание энергетические потери на спонтанное испускание в объёме ячейки. Эти потери представляются достаточно очевидным выражением

$$\begin{aligned} P_{loss} &= \hbar\omega_p \int (N_2A_{21} + N_3A_{31}) dV = \\ &= N\hbar\omega_p(A_{21} + \xi A_{31}) x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{1}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left( \frac{\varkappa_p}{2 + \xi} + \frac{\varkappa_{las}\xi_{las}}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Из (15), (17), (18) имеем соотношение

$$P_{las}^{out} = R \frac{\omega_{las}}{\omega_p} [P_{abs} - P_{loss}], \quad (19)$$

связывающее мощность выходящего из резонатора лазерного излучения  $P_{las}^{out}$  с поглощённой мощностью излучения накачки  $P_{abs}$  и энергетическими потерями  $P_{loss}$  на спонтанное испускание.

Энергетические потери возникают также за счёт неполного поглощения излучения накачки:

$$P_{unabs} = P_{0p} - P_{abs}, \quad (20)$$

где  $P_{0p}$  — мощность излучения накачки на входе в ячейку,  $P_{unabs}$  — мощность непоглощённой части излучения накачки. С учётом (20) соотношение (19) для выходящей мощности лазерного излучения можно представить также в виде

$$\frac{P_{las}^{out}}{P_{0p}} = R \frac{\omega_{las}}{\omega_p} \left( 1 - \frac{P_{unabs} + P_{loss}}{P_{0p}} \right). \quad (21)$$

Отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  характеризует эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение, которая тем выше, чем меньше относительные энергетические потери  $(P_{unabs} + P_{loss})/P_{0p}$  и чем ближе к единице коэффициент  $R$ , характеризующий потери генерируемого излучения на зеркалах, окнах ячейки и в усиливающей среде.

**Аналитическое решение задачи в приближении не зависящих от координаты  $z$  населённостей уровней.** При не слишком малом коэффициенте отражения выходного зеркала  $R_0$  населённости уровней атомов активной среды, как показано в [13], практически не зависят от координаты  $z$  вдоль оси резонатора:  $N_i(y, z) \equiv N_i(y)$ ,  $i = 1, 2, 3$ . В этом приближении система дифференциальных уравнений (13), описывающих работу лазера, сильно упрощается и допускает аналитическое решение, которое позволяет исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера. В этом приближении правые части в соотношениях (10) зависят только от координаты  $y$  и уравнения (13) принимают следующий вид:

$$\frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, \omega)}{\partial y} = \mp A_{p1}(y) N \sigma_p(\omega) I_{\omega p}^{\pm}(y, \omega), \quad \frac{\partial I_{las}^{\pm}(y, z)}{\partial z} = \pm g_{las}(y) I_{las}^{\pm}(y, z), \quad (22)$$

где введены обозначения

$$A_{p1}(y) = \frac{1}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left( 1 + \frac{\varkappa_{las}(1 - \xi_{las})}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} \right),$$

$$g_{las}(y) = \frac{N \sigma_{las}(\omega_{las})}{1 + \varkappa_p + \varkappa_{las}} \left( \frac{\varkappa_p(1 - \xi_{las})}{2 + \xi} - \xi_{las} \right). \quad (23)$$

Решение второго уравнения в (22) имеет вид

$$I_{las}^{\pm}(y, z) = c^{\pm}(y) \exp[\pm g_{las}(y)z], \quad (24)$$

где  $c^{\pm}(y)$  — константа интегрирования, зависящая от  $y$ . Из (24) с учётом граничных условий (5) следует соотношение  $g_{las}(y) = g_0$ , где

$$g_0 = \frac{1}{2z_0} \ln \frac{1}{R_0 R_1 T_r^2} \quad (25)$$

есть пороговое значение коэффициента усиления. Коэффициент усиления среды  $g_{las}(y)$  в резонаторе в условиях стационарной генерации не зависит от  $y$  и равен пороговому значению  $g_0$ . Из соотношения  $g_{las}(y) = g_0$  получаем связь между параметрами насыщения  $\varkappa_{las}$  и  $\varkappa_p$ :

$$\varkappa_{las} = \varkappa_p \left[ \frac{(1 - \xi_{las}) N \sigma_{las}(\omega_{las})}{(2 + \xi) g_0} - 1 \right] - \frac{\xi_{las} N \sigma_{las}(\omega_{las})}{g_0} - 1. \quad (26)$$

Функция  $A_{p1}(y)$  (23) при подстановке в неё  $\varkappa_{las}$  (26) оказывается не зависящей от  $y$ :  $A_{p1}(y) = A_p$ , где

$$A_p = \frac{1}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} \left[ 1 - \xi_{las} - \frac{(2 + \xi)g_0}{N \sigma_{las}(\omega_{las})} \right]. \quad (27)$$

Решение первого уравнения в (22) с учётом соотношения  $A_{p1}(y) = A_p$  и граничных условий (5) не представляет сложности:

$$I_{\omega p}^+(y, \omega) = I_{0\omega p}(\omega) \exp[-A_p \sigma_p(\omega) N y];$$

$$I_{\omega p}^-(y, \omega) = R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp[-A_p \sigma_p(\omega) N (2y_0 - y)]. \quad (28)$$

Согласно (28) спектральная плотность интенсивности излучения накачки при прохождении через среду ячейки убывает по экспоненциальному закону. Это обстоятельство обусловлено тем, что в рассматриваемых условиях разность населённостей уровней  $N_1 - N_2$ , характеризующая поглощение накачки, не зависит от интенсивностей излучения накачки и лазерного излучения:  $N_1 - N_2 = N A_p$ .

Для мощности  $P_{las}^{out}$  лазерного излучения, выходящего из резонатора через выходное зеркало с коэффициентом отражения  $R_0$ , исходя из формул (15) и (26), будем иметь выражение

$$P_{las}^{out} = R N x_0 z_0 \frac{\hbar \omega_{las} (A_{21} + \xi A_{31})}{1 + (1 + \xi) \xi_{las}} \times$$

$$\times \left\{ \left[ \frac{1 - \xi_{las}}{2 + \xi} - \frac{g_0}{N \sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \int_0^{y_0} \alpha_p(y) dy - y_0 \left[ \xi_{las} + \frac{g_0}{N \sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \right\}. \quad (29)$$

Для поглощённой мощности излучения накачки из формулы (17) с учётом (26) получаем соотношение

$$P_{abs} = N x_0 z_0 \frac{\hbar \omega_p (A_{21} + \xi A_{31})}{1 + (1 + \xi) \xi_{las}} \left[ \frac{1 - \xi_{las}}{2 + \xi} - \frac{g_0}{N \sigma_{las}(\omega_{las})} \right] \int_0^{y_0} \alpha_p(y) dy. \quad (30)$$

Для энергетических потерь на спонтанное испускание в объёме ячейки из (18), беря во внимание (26), имеем

$$P_{loss} = N V \frac{\hbar \omega_p (A_{21} + \xi A_{31})}{1 + (1 + \xi) \xi_{las}} \left[ \xi_{las} + \frac{g_0}{N \sigma_{las}(\omega_{las})} \right], \quad (31)$$

где  $V = x_0 y_0 z_0$  — объём ячейки с активной средой.

**Анализ генерационных характеристик лазера.** Для дальнейшей конкретизации расчётов по приведённым выше формулам необходимо задать спектральную плотность интенсивности излучения  $I_{0\omega p}(\omega)$  диодов накачки на входе в ячейку. Будем полагать, что на входе в ячейку спектр излучения накачки имеет гауссову форму:

$$I_{0\omega p}(\omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta \omega} \exp \left[ - \left( \frac{\omega - \omega_p}{\Delta \omega} \right)^2 \right], \quad I_{0p} = \int_0^{\infty} I_{0\omega p}(\omega) d\omega, \quad (32)$$

где  $I_{0p}$  — интенсивность излучения накачки на входе в ячейку,  $\Delta \omega$  — полуширина (на высоте  $1/e$ ) спектра излучения накачки.



Из (28) с учётом (32) для полной спектральной плотности интенсивности излучения накачки внутри ячейки  $I_{\omega p}(y, \omega)$  получаем

$$I_{\omega p}(y, \omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \{ \exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[-g(\omega, 2y_0 - y)] \},$$

$$g(\omega, y) = \left( \frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega} \right)^2 + A_p \sigma_p(\omega) N y. \quad (33)$$

Отсюда находим полную интенсивность излучения накачки внутри ячейки:

$$I_p(y) = I_{0p}[f_1(y) + R_p f_1(2y_0 - y)], \quad f_1(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_0^{\infty} \exp[-g(\omega, y)] d\omega. \quad (34)$$

Для параметра насыщения  $\varkappa_p(y)$  из (7), (12), (33) получаем следующее выражение:

$$\varkappa_p(y) = \frac{(2 + \xi)\sigma_p(\omega_{21})}{(A_{21} + \xi A_{31})\hbar\omega_p} I_{0p}[f_2(y) + R_p f_2(2y_0 - y)],$$

$$f_2(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_0^{\infty} \frac{\exp[-g(\omega, y)]}{1 + [(\omega - \omega_{21})/\Gamma]^2} d\omega. \quad (35)$$

Для поглощённой мощности излучения накачки из выражения (30) с учётом формул (34) и (35) имеем соотношение

$$P_{abs} = P_{0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\}, \quad (36)$$

где  $P_{0p} = x_0 z_0 I_{0p}$  — мощность излучения накачки на входе в ячейку. Из формулы (19) при использовании (36), (31) получаем следующее выражение для выходящей из резонатора мощности лазерного излучения:

$$P_{las}^{out} = R \frac{\omega_{las}}{\omega_p} P_{0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} -$$

$$- RNV \frac{\hbar\omega_{las}(A_{21} + \xi A_{31})}{1 + (1 + \xi)\xi_{las}} \left[ \xi_{las} + \frac{g_0}{N\sigma_{las}(\omega_{las})} \right]. \quad (37)$$

Приведём также выражение для мощности непоглощённой части излучения накачки:

$$P_{unabs} = P_{0p} - P_{abs} = P_{0p}\{f_1(y_0) - R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\}. \quad (38)$$

Конкретные вычисления энергетических характеристик лазера проведены с использованием формул, отвечающих приближению не зависящих от координаты  $z$  населённостей уровней. Пусть активной средой в ячейке лазера являются атомы цезия, или рубидия, или калия. В качестве буферного газа можно использовать любой инертный газ (He, Ne, Ar, Kr, Xe). Для определённости в качестве буферного газа возьмём гелий. Генерация излучения происходит в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов.

Зададим исходные данные, необходимые для численного расчёта работы лазера. Для атомов цезия, согласно данным сайта NIST [15], скорости радиационных переходов  $A_{21} = 2,86 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{31} = 3,28 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , длина волны  $D_1$ -линии  $\lambda_{21} = 894,4 \text{ нм}$ , разность энергий уровней 3 и 2  $\Delta E = 554,04 \text{ см}^{-1}$ . Сечение  $\sigma_{23}$  столкновительных переходов  $2 \rightarrow 3$

между тонкими компонентами возбуждённого состояния атомов Cs в He равно  $\sigma_{23} = 0,57 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  [16]. Коэффициент ударного уширения (полуширина на полувысоте) для  $D_1$ -линии атомов цезия в буферном газе гелий равен 11,68 МГц/торр при  $T = 425 \text{ К}$  [17].

Для атомов рубидия  $A_{21} = 3,61 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{31} = 3,81 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\lambda_{21} = 794,8 \text{ нм}$ ,  $\Delta E = 237,6 \text{ см}^{-1}$  [15]. Сечение столкновительных переходов  $2 \rightarrow 3$  для атомов Rb в He  $\sigma_{23} = 0,76 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  [16]. Коэффициент ударного уширения для  $D_1$ -линии атомов Rb в He равен 9,52 МГц/торр при  $T = 440 \text{ К}$  [17].

Для атомов калия  $A_{21} = 3,73 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{31} = 3,78 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\lambda_{21} = 769,9 \text{ нм}$ ,  $\Delta E = 57,7 \text{ см}^{-1}$  [15]. Сечение столкновительных переходов  $2 \rightarrow 3$  для атомов K в He равно  $\sigma_{23} = 5,95 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  [16]. Коэффициент ударного уширения для  $D_1$ -линии атомов K в He равен 6,12 МГц/торр при  $T = 480 \text{ К}$  [17].

При расчёте характеристик генерации излучения в красном крыле  $D_1$ -линии атомов Cs, Rb и K необходимо знать скорость фазовой релаксации  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las})$  при их столкновениях с атомами буферного газа. В работе [18] на рис. 13 показаны расчётные профили  $D_1$ -линии атомов Rb и Cs, находящихся в буферном газе He при давлении 13,6 атм и температуре 1000 К, в сравнении с её лоренцевыми профилями. Из этого рисунка следует, что в красном крыле  $D_1$ -линии атомов Rb и Cs величина  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las}) \geq \Gamma$  при отстройках частоты  $\Omega_{las}/2\pi\text{с}$  от 0 до  $-1100 \text{ см}^{-1}$ . На этом основании далее при расчёте будем полагать, что скорость фазовой релаксации при столкновениях равна однородной полуширине линии поглощения:  $\Gamma_{oc}(\Omega_{las}) = \Gamma$ .

Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  тем выше, чем меньше относительные суммарные потери мощности излучения накачки  $(P_{unabs} + P_{loss})/P_{0p}$ . На рис. 3 показаны результаты расчётов величин  $P_{las}^{out}/P_{0p}$ ,  $P_{loss}/P_{0p}$  и  $P_{unabs}/P_{0p}$  для атомов щелочных металлов Cs (рис. 3, a), Rb (рис. 3, b) и K (рис. 3, c) в зависимости от отстройки частоты  $\Omega_{las}$  при отношении длины ячейки к её ширине  $z_0/y_0 = 50$ . Было принято, что на входе в ячейку интенсивность излучения накачки  $I_{0p} = 5 \text{ кВт/см}^2$ , полуширина его спектра  $\Delta\omega/2\pi\text{с} = 1 \text{ см}^{-1}$ , давление буферного газа  $p_{He} = 5 \text{ атм}$ . Ранее [13] теоретические расчёты работы двухуровневого газового лазера показали, что эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение тем больше, чем больше давление буферного газа. Принятое нами в расчётах давление буферного газа 5 атм представляется оптимальным, так как при меньших давлениях будет снижена эффективность преобразования, а при более высоких давлениях могут возникнуть трудности в экспериментальной реализации лазера. При расчёте каждой кривой на рис. 3 задавались такие значения параметра  $Ny_0$  (число активных атомов в ячейке в столбе газа высотой  $y_0$  с единичным поперечным сечением) и коэффициента отражения выходного зеркала  $R_0$ , при которых максимум  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  как функции  $\Omega_{las}$  имеет наибольшее значение (далее такие значения параметра  $Ny_0$  и коэффициента отражения  $R_0$  будем называть оптимальными). Температура газовой смеси внутри ячейки задавалась таким образом, чтобы оптимальные значения параметра  $Ny_0$  достигались при ширине ячейки  $y_0 \approx 2 \text{ см}$  (это условие является критерием выбора температуры). Концентрация  $N$  атомов щелочных металлов зависит от температуры и при заданной температуре определялась на основе данных [19]. Выбранные температуры являются оптимальными для каждого конкретного атома. Из рис. 3 видно, что в ряду атомов Cs, Rb и K эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение последовательно уменьшается: максимумы эффективности преобразования  $(P_{las}^{out}/P_{0p})_{\max} = 0,57, 0,32$  и  $0,10$  достигаются при отстройках частоты  $\Omega_{las}^{\max}/2\pi\text{с} = -73, -73$  и  $-60 \text{ см}^{-1}$  соответственно. Уменьшение эффективности преобразования в ряду атомов Cs, Rb и K возникает из-за роста негативного влияния уровня 3 на лазерную генерацию (параметр  $\xi$ , характеризующий это влияние, равен 0,0023, 0,679 и 1,68 для атомов Cs, Rb и K соответственно) и роста температуры газовой смеси в ячейке

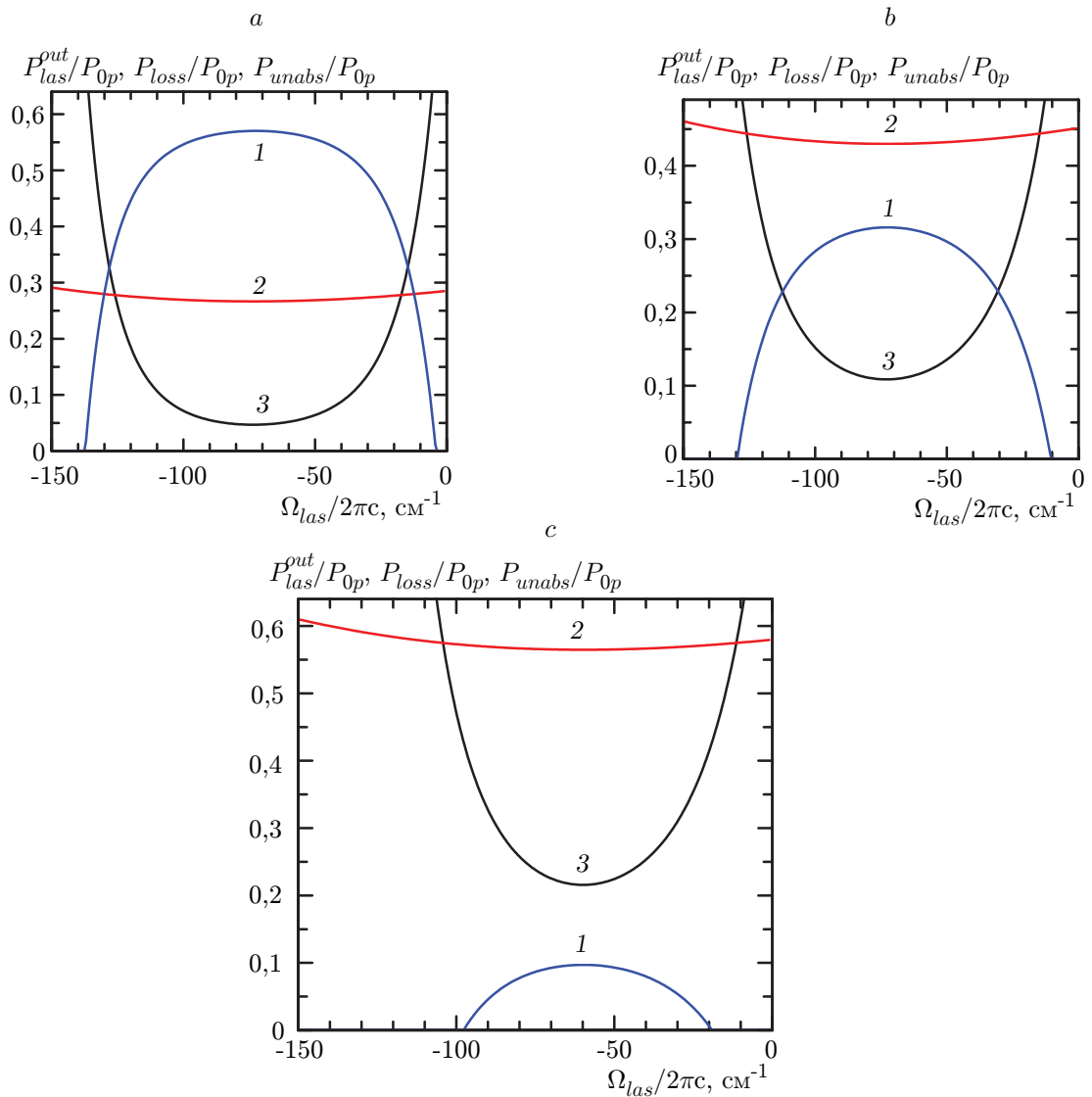


Рис. 3. Отношение мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  (кривые 1), а также относительные потери мощности излучения накачки за счёт спонтанного испускания  $P_{loss}/P_{0p}$  (кривые 2) и за счёт непоглощённой мощности накачки  $P_{unabs}/P_{0p}$  (кривые 3) в зависимости от отстройки частоты  $\Omega_{las}$  при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$  и оптимальных значениях коэффициента отражения выходного зеркала  $R_0$  ( $I_{0p} = 5$  кВт/см<sup>2</sup>,  $\Delta\omega/2\pi c = 1$  см<sup>-1</sup>,  $p_{He} = 5$  атм,  $z_0/y_0 = 50$ ,  $R_1 = R_p = 1$ ,  $T_r = 0,995$ ,  $\omega_p = \omega_{21}$ ): а — атомы Cs ( $T = 425$  К,  $R_0 = 0,950$ ,  $Ny_0 = 4,51 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>); б — атомы Rb ( $T = 440$  К,  $R_0 = 0,978$ ,  $Ny_0 = 3,90 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>); в — атомы K ( $T = 480$  К,  $R_0 = 0,992$ ,  $Ny_0 = 4,10 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>)

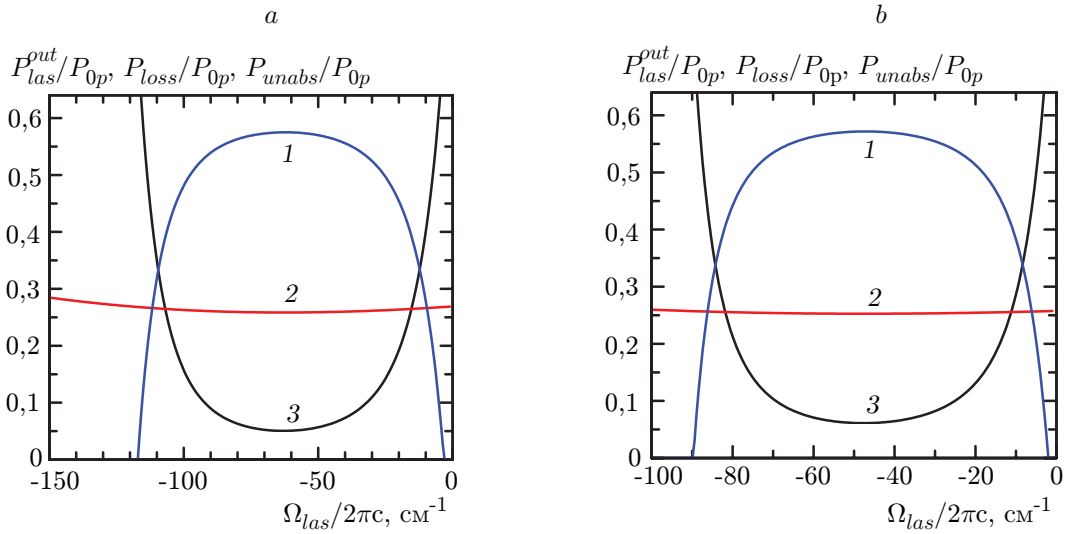


Рис. 4. Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{las}^{out}/P_{0p}$  (кривые 1) и относительные потери мощности излучения накачки  $P_{loss}/P_{0p}$  (кривые 2) и  $P_{unabs}/P_{0p}$  (кривые 3) в зависимости от отстройки частоты  $\Omega_{las}$  при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$  и оптимальных значениях коэффициента отражения выходного зеркала  $R_0$  ( $p_{He} = 5$  атм,  $\Delta\omega/2\pi c = 1$  см<sup>-1</sup>,  $z_0/y_0 = 50$ ,  $R_0 = 0,95$ ,  $R_1 = R_p = 1$ ,  $T_r = 0,995$ ,  $\omega_p = \omega_{21}$ ): а — атомы Rb ( $T = 450$  К,  $I_{0p} = 14$  кВт/см<sup>2</sup>,  $Ny_0 = 6,5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>); б — атомы К ( $T = 510$  К,  $I_{0p} = 33$  кВт/см<sup>2</sup>,  $Ny_0 = 1,2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>)

(425, 440 и 480 К для атомов Cs, Rb и К соответственно). Малое значение параметра  $\xi$  для атомов Cs означает, что для расчёта характеристик генерации излучения в красном крыле  $D_1$ -линии атомов цезия можно использовать двухуровневую модель поглощающих частиц из-за слабой столкновительной связи между тонкими компонентами  $6^2P_{1/2}$  и  $6^2P_{3/2}$  возбуждённого состояния атомов Cs в He. В ряду атомов Cs, Rb и К растут относительные потери мощности излучения накачки на спонтанное испускание  $P_{loss}/P_{0p}$  и относительные потери мощности за счёт неполного поглощения излучения накачки  $P_{unabs}/P_{0p}$ , что в итоге снижает эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Вблизи максимума полосы усиления основная потеря мощности излучения накачки приходится на спонтанное испускание. На краях полосы усиления относительные потери мощности  $P_{loss}/P_{0p}$  и  $P_{unabs}/P_{0p}$  соизмеримы по величине. Частота излучения лазера в обычных условиях будет в области максимума полосы усиления (в области отстройки частоты  $\Omega_{las}^{max}$ ). Отличительной особенностью рассматриваемого лазера на парах щелочных металлов является то, что он имеет широкую полосу усиления (например, для лазера на парах Cs ширина полосы усиления  $\Delta\Omega_{las}/2\pi c = 133$  см<sup>-1</sup> (кривая 1 на рис. 3, а)). Это обстоятельство обуславливает возможность плавной перестройки частоты генерации (при использовании оптических внутрирезонаторных частотно-селективных элементов).

С ростом интенсивности излучения накачки повышается эффективность преобразования и уменьшаются относительные потери мощности излучения накачки. На рис. 4, а, б показаны результаты расчётов величин  $P_{las}^{out}/P_{0p}$ ,  $P_{loss}/P_{0p}$  и  $P_{unabs}/P_{0p}$  для атомов Rb и К при интенсивностях излучения накачки на входе в ячейку  $I_{0p} = 14$  и  $I_{0p} = 33$  кВт/см<sup>2</sup> соответственно. Из рис. 4 видно, что для атомов Rb и К при этих интенсивностях излучения накачки достигается такой же максимум эффективности преобразования  $(P_{las}^{out}/P_{0p})_{max} = 0,57$ , как и для атомов Cs при  $I_{0p} = 5$  кВт/см<sup>2</sup> (см. рис. 3, а). Близ-

ки по величине также и относительные потери мощности излучения накачки  $P_{loss}/P_{0p}$  и  $P_{unabs}/P_{0p}$ .

Расчёт работы лазера на парах атомов Na и Li (при давлении буферного газа гелия  $p_{He} = 5$  атм) показывает, что эффективность преобразования 0,57 (такая же, как и для атомов Cs при  $I_{0p} = 5$  кВт/см<sup>2</sup>) достигается при интенсивностях излучения накачки  $I_{0p} = 100$  и  $I_{0p} = 70$  кВт/см<sup>2</sup> соответственно. Нужная концентрация  $N$  атомов Na и Li внутри ячейки (концентрация задаётся из тех соображений, чтобы оптимальные значения параметра  $Ny_0$  достигались при ширине ячейки  $y_0 \approx 2$  см) устанавливается при температурах газовой смеси  $T = 610$  K и  $T = 900$  K соответственно. Высокая интенсивность излучения накачки, требуемая для эффективной работы лазера на парах атомов Na, обусловлена сильным негативным влиянием уровня 3 на лазерную генерацию (параметр  $\xi$ , характеризующий это влияние, равен 1,92) и достаточно высокой температурой газовой смеси. Для расчёта работы лазера на парах атомов Li можно использовать двухуровневую модель поглощающих частиц. Высокая интенсивность излучения накачки, требуемая для эффективной работы этого лазера, обусловлена высокой температурой газовой смеси.

**Заключение.** В данной работе теоретически исследован новый тип лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Лазерное излучение генерируется без инверсии населённостей в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов при резонансном поглощении широкополосного излучения диодов накачки на переходе  $D_1$ . Причиной возникновения лазерной генерации является то обстоятельство, что при больших давлениях буферного газа в красном крыле спектральной линии вероятность вынужденного испускания превышает вероятность поглощения.

Атомы щелочных металлов моделируются трёхуровневой V-схемой с близкими верхними уровнями, между которыми происходит столкновительное перемешивание. Работа лазера описывается сложной системой дифференциальных уравнений, которая в общем случае поддаётся решению только численными методами. При не слишком малом коэффициенте отражения выходного зеркала  $R_0$  населённости уровней атомов активной среды практически не зависят от координаты вдоль оси ячейки. В этом приближении система дифференциальных уравнений сильно упрощается и допускает аналитическое решение, которое позволяет исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера.

Расчёты по аналитическим формулам показывают, что наиболее перспективным объектом для наблюдения лазерной генерации без инверсии населённостей в красном крыле  $D_1$ -линии атомов щелочных металлов являются атомы цезия. При реалистичных параметрах рабочей среды и излучения накачки в достаточно длинной активной среде (при отношении длины к ширине ячейки  $z_0/y_0 = 50$ ) эффективность преобразования достигает 57 % при давлении буферного газа гелия 5 атм, интенсивности излучения диодов накачки 5 кВт/см<sup>2</sup> и полуширине спектра излучения накачки 1 см<sup>-1</sup>.

Необходимо отметить, что поскольку рассматриваемый лазер на парах щелочных металлов имеет достаточно широкую полосу усиления (несколько десятков см<sup>-1</sup>), то в селективном резонаторе (при использовании оптических внутрирезонаторных частотно-селективных элементов) можно получать лазерную генерацию с перестройкой частоты.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Krupke F. W.** Diode pumped alkali lasers (DPALs) – A review (rev1) // Progr. Quantum Electron. 2012. **36**, N 1. P. 4–28.
2. **Шалагин А. М.** Мощные лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой // УФН. 2011. **181**, № 9. С. 1011–1016.

3. **Богачев А. В., Гаранин С. Г., Дудов А. М. и др.** Лазер на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу // Квантовая электроника. 2012. **42**, № 2. С. 95–98.
4. **Pitz G. A., Anderson M. D.** Recent advances in optically pumped alkali lasers // Appl. Phys. Rev. 2017. **4**, N 4. P. 041101.
5. **Pitz G. A., Stalnaker D. M., Guild E. M. et al.** Advancements in flowing diode pumped alkali lasers // Proc. SPIE. 2016. **9729**. P. 972902.
6. **Галлагер А.** Эксимеры на парах металлов // Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. С. 173–221.
7. **Земцов Ю. К., Старостин А. Н.** Зависит ли вероятность спонтанного излучения от плотности и температуры? // ЖЭТФ. 1993. **103**, № 2. С. 345–373.
8. **Марков Р. В., Плеханов А. И., Шалагин А. М.** Инверсия заселенностей на переходах в основное состояние атомов при нерезонансном поглощении лазерного излучения // ЖЭТФ. 2001. **120**, № 5. С. 1185–1193.
9. **Шалагин А. М.** Соотношение между спектральными плотностями коэффициентов Эйнштейна для поглощения и вынужденного испускания. Физические следствия // Письма в ЖЭТФ. 2002. **75**, № 6. С. 301–305.
10. **Марков Р. В., Пархоменко А. И., Плеханов А. И., Шалагин А. М.** Генерация на резонансном переходе атомов натрия при нерезонансном оптическом возбуждении // ЖЭТФ. 2009. **136**, № 2. С. 211–223.
11. **Moroshkin P., Weller L., Saß A. et al.** Kennard-Stepanov Relation Connecting Absorption and Emission Spectra in an Atomic Gas // Phys. Rev. Lett. 2014. **113**, N 6. P. 063002.
12. **Пархоменко А. И., Шалагин А. М.** О возможности безынерсного усиления и генерации излучения двухуровневой системой в «красном» крыле ее спектральной линии при резонансной диодной накачке // Квантовая электроника. 2021. **51**, № 10. С. 915–919.
13. **Пархоменко А. И., Шалагин А. М.** Двухуровневый газовый лазер с поперечной диодной накачкой // Квантовая электроника. 2022. **52**, № 5. С. 426–436.
14. **Яковленко С. И.** Поглощение мощного резонансного излучения при столкновительном уширении линии // УФН. 1982. **136**, № 4. С. 593–620.
15. **NIST Atomic Spectra Database.** URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (дата обращения: 19.06.2023).
16. **Krause L.** Collisional Excitation Transfer Between the  $^2P_{1/2}$  and  $^2P_{3/2}$  Levels in Alkali Atoms // Appl. Opt. 1966. **5**, N 9. P. 1375–1382.
17. **Blank L., Weeks D. E.** Impact broadening, shifting, and asymmetry of the  $D_1$  and  $D_2$  lines of alkali-metal atoms colliding with noble-gas atoms // Phys. Rev. A. 2014. **90**, N 2. P. 022510.
18. **Allard N. F., Spiegelman F.** Collisional line profiles of rubidium and cesium perturbed by helium and molecular hydrogen // Astron. Astrophys. 2006. **452**, N 1. P. 351–356.
19. **Yaws C. L.** Handbook of Vapor Pressure. Volume 4: Inorganic Compounds and Elements. Houston, London, Paris, Zurich, Tokyo: Gulf Publ. Comp., 1995. 363 p.

Поступила в редакцию 26.06.2023

После доработки 04.09.2023

Принята к публикации 06.09.2023