

Влияние геометрии накачки на эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов

А.И.Пархоменко, А.М.Шалагин

Теоретически исследовано влияние геометрии накачки на эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Получены аналитические формулы, описывающие работу высокоинтенсивного лазера при двухсторонней диодной накачке в двух ортогональных направлениях. Показано, что эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов может быть увеличена на 8%–18% при переходе от односторонней накачки к двухсторонней.

Ключевые слова: лазер на парах щелочных металлов, диодная накачка, столкновения атомов.

1. Введение

Газовые лазеры на парах щелочных металлов с диодной накачкой активно исследуются в последние годы (см., напр., [1–6] и ссылки в них). Большой интерес к этим лазерам обоснованно связан с их потенциальной возможностью генерировать непрерывное излучение с очень высокой мощностью, имея при этом высокую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Максимальная мощность излучения лазеров на парах щелочных металлов с диодной накачкой по данным открытых публикаций к настоящему времени достигла (при эффективности преобразования энергии накачки в лазерную энергию 48%) 1 кВт для лазера на парах цезия [4] и 1.5 кВт для лазера на парах калия [7].

Достижение существенно больших мощностей выходного излучения лазеров становится возможным при поперечной диодной накачке. В этой конфигурации накачки мощность генерируемого излучения увеличивается пропорционально длине лазера. Идея лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой была запатентована [8] и впервые реализована в работе [9]. Теоретическая модель работы такого лазера впервые была предложена в работе [10], где работа лазера описывалась довольно сложной системой дифференциальных уравнений, решавшейся численно в приближении эффективного сечения поглощения излучения накачки. В работе [11] разработана несколько иная, чем в [10], численная модель лазера. Численное решение уравнений в [11] осуществлялось в предположении, что населенности уровней атомов активной среды не зависят от координаты вдоль оси резонатора, т.е. постоянны вдоль направления рас-

пространения генерируемого лазерного излучения. В работах [12, 13] разработана аналитическая модель лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой, описывающая работу лазера в практически важном случае высокой интенсивности лазерного излучения.

В работах [10–13] теоретически исследовалась работа лазера на парах щелочных металлов с односторонней поперечной диодной накачкой. Целью настоящей работы является расширение аналитической модели [12] для возможности описания генерации высокоинтенсивного лазера на парах щелочных металлов с двухсторонней поперечной диодной накачкой. Теоретическое сравнение энергетических характеристик лазеров с односторонней и двухсторонней накачкой показывает, что последняя позволяет повысить эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение на 8%–18% и увеличить выходную мощность лазерного излучения.

2. Уравнения, описывающие работу лазера

Лазер на парах щелочных металлов работает по стандартной трехуровневой схеме (см., напр., [1, 2, 12]). Излучение диодов накачки поглощается на переходе D_2 из основного состояния атома щелочного металла $^2S_{1/2}$ в возбужденное состояние $^2P_{3/2}$. Столкновения атомов щелочных металлов, находящихся на уровне $^2P_{3/2}$, с атомами буферного газа формируют инверсию населенностей на переходе D_1 ($^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$), в результате чего возникает возможность генерации лазерного излучения на частоте этого перехода. Уровни $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ обозначим соответственно цифрами 1, 2 и 3.

Рассмотрим работу лазера на парах щелочных металлов с односторонней и двухсторонней поперечной диодной накачкой (рис. 1). Для упрощения анализа мы приняли, что ячейка с парами щелочных металлов и буферными газами имеет форму прямоугольного параллелепипеда с длинами ребер z_0 (длина), y_0 (ширина) и x_0 (высота). При двухсторонней накачке лазерные диоды расположены с двух сторон ячейки. Их излучение поступает в ячейку в плоскости xz и распространяется в направлении оси y и в плоскости yz и распространяется в направлении оси x . Для более полного использования энергии излучения на-

А.И.Пархоменко. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: par@iae.nsk.su

А.М.Шалагин. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 2 июля 2018 г., после доработки – 6 сентября 2018 г.

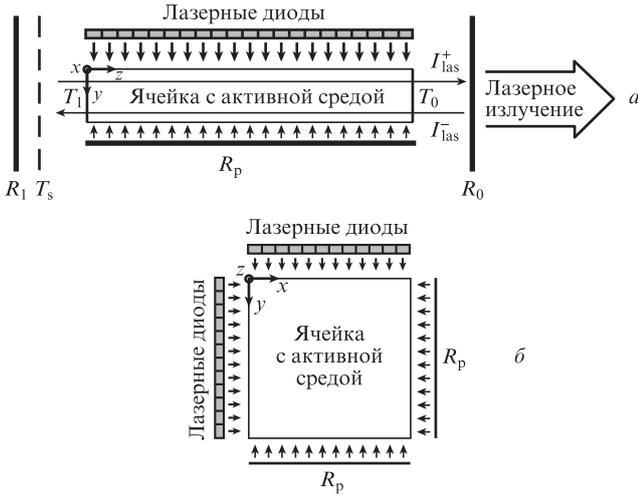


Рис.1. Схемы лазера на парах щелочных металлов с односторонней (а) и двухсторонней (вид в поперечном сечении лазера) (б) поперечной диодной накачкой.

качки с других сторон ячейки расположены плоские зеркала, возвращающие обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки (коэффициент отражения зеркал R_p). Резонатор состоит из двух плоских зеркал с коэффициентами отражения R_0 и R_1 . Коэффициенты пропускания окон ячейки – T_0 и T_1 . Потери энергии излучения в резонаторе (из-за дифракции света на краях зеркал, вследствие геометрического несовершенства резонатора, из-за рассеяния света в среде на неоднородностях) учтены введением эффективного коэффициента пропускания T_s . Величина T_s характеризует относительные потери энергии излучения в резонаторе за один проход, исключая потери на пропускание окон. Полагается, что потери T_s локализованы перед задним зеркалом R_1 . Лазерное излучение выходит из ячейки в плоскости xu через полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения R_0 и распространяется в направлении оси z . Для простоты полагаем, что распределения интенсивности излучений накачки однородны в плоскостях xz и yz их входа в ячейку.

В стационарных условиях при двухсторонней накачке поглощение излучений накачки и усиление лазерного излучения описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{ywp}^\pm(x,y,z,\omega)}{\partial y} &= \mp \left[N_1(x,y,z) - \frac{1}{2} N_3(x,y,z) \right] \\ &\times \sigma_p(\omega) I_{ywp}^\pm(x,y,z,\omega), \\ \frac{\partial I_{xwp}^\pm(x,y,z,\omega)}{\partial x} &= \mp \left[N_1(x,y,z) - \frac{1}{2} N_3(x,y,z) \right] \\ &\times \sigma_p(\omega) I_{xwp}^\pm(x,y,z,\omega), \\ \frac{\partial I_{las}^\pm(x,y,z)}{\partial z} &= \mp \left[N_1(x,y,z) - N_2(x,y,z) \right] \\ &\times \sigma_{las}(\omega_{las}) I_{las}^\pm(x,y,z). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $I_{ywp}^\pm(x,y,z,\omega)$ и $I_{xwp}^\pm(x,y,z,\omega)$ – спектральные плотности интенсивности излучения накачки на частоте ω , распространяющегося вдоль оси y и в противоположном направлении (после отражения зеркалом); $I_{xwp}^\pm(x,y,z,\omega)$ и $I_{ywp}^\pm(x,y,z,\omega)$ – спектральные плотности интенсивности

излучения накачки на частоте ω , распространяющегося вдоль оси x и в противоположном направлении (после отражения зеркалом); $I_{las}^\pm(x,y,z)$ и $I_{las}^\mp(x,y,z)$ – интенсивности лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси z и в противоположном направлении; $N_1(x,y,z)$, $N_2(x,y,z)$ и $N_3(x,y,z)$ – населенности уровней 1, 2 и 3; $\sigma_p(\omega)$ и $\sigma_{las}(\omega_{las})$ – сечения поглощения излучения накачки и лазерного излучения с частотой ω_{las} , которые находятся по формулам

$$\begin{aligned} \sigma_p(\omega) &= \frac{\lambda_p^2 A_{31}}{2\pi} \frac{\Gamma_p}{\Gamma_p^2 + (\omega - \omega_{31})^2}, \\ \sigma_{las}(\omega_{las}) &= \frac{\lambda_{las}^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma_{las}}{\Gamma_{las}^2 + (\omega_{las} - \omega_{21})^2}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь λ_p и λ_{las} – центральные длины волн излучения накачки и лазерного излучения; A_{31} и A_{21} – скорости спонтанного испускания (первые коэффициенты Эйнштейна) для переходов 3–1 и 2–1; $\Gamma_p = A_{31}/2 + \gamma_{31}$ и $\Gamma_{las} = A_{21}/2 + \gamma_{21}$ – однородные полуширины линий переходов 3–1 и 2–1; γ_{31} и γ_{21} – ударные полуширины линий переходов 3–1 и 2–1; ω_{31} и ω_{21} – частоты переходов 3–1 и 2–1. Уравнения (1) дополняются граничными условиями, выражающими изменение интенсивностей излучений на поверхности зеркал при отражении и при прохождении через окна ячейки:

$$\begin{aligned} I_{ywp}^+(x,0,z,\omega) &= I_{0wp}(\omega), \\ I_{ywp}^-(x,y_0,z,\omega) &= R_p I_{ywp}^+(x,y_0,z,\omega), \\ I_{xwp}^+(0,y,z,\omega) &= I_{0wp}(\omega), \\ I_{xwp}^-(x_0,y,z,\omega) &= R_p I_{xwp}^+(x_0,y,z,\omega), \\ I_{las}^+(x,y,0) &= R_1 T_1^2 T_s^2 I_{las}^-(x,y,0), \\ I_{las}^-(x,y,z_0) &= R_0 T_0^2 I_{las}^+(x,y,z_0). \end{aligned} \tag{3}$$

Населенности уровней 1, 2 и 3 в уравнениях (1) найдем из балансных уравнений для них. Эти уравнения в стационарном случае имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} = 0 &= -(A_{31} + v_{31} + v_{32}) N_3(x,y,z) + v_{23} N_2(x,y,z) \\ &+ w_p(x,y,z) \left[N_1(x,y,z) - \frac{1}{2} N_3(x,y,z) \right], \\ \frac{dN_2}{dt} = 0 &= -(A_{21} + v_{21} + v_{23}) N_2(x,y,z) + v_{32} N_3(x,y,z) \\ &- w_{las}(x,y,z) \left[N_2(x,y,z) - N_1(x,y,z) \right], \\ N_1(x,y,z) + N_2(x,y,z) + N_3(x,y,z) &= N. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь N – полная концентрация активных атомов; частоты столкновений v_{32} и v_{23} описывают столкновительное перемешивание между уровнями 3 и 2; частоты столкновений v_{31} и v_{21} описывают неупругие столкновительные переходы по каналам 3→1 и 2→1; $w_p(x,y,z)$ и $w_{las}(x,y,z)$ – вероятности вынужденных переходов под действием излучения накачки и генерируемого лазерного излучения соответственно. Полагаем, что излучение накачки имеет спектр произвольной ширины, а генерируемое лазерное излучение монохроматично, тогда

$$\begin{aligned} \omega_p(x, y, z) &= \int_0^\infty \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar\omega_p} I_{\omega p}(x, y, z, \omega) d\omega, \\ \omega_{\text{las}}(x, y, z) &= \frac{\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})}{\hbar\omega_{\text{las}}} I_{\text{las}}(x, y, z), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} I_{\omega p}(x, y, z, \omega) &= I_{\omega p}^+(x, y, z, \omega) + I_{\omega p}^-(x, y, z, \omega) \\ &+ I_{\omega p}^+(x, y, z, \omega) + I_{\omega p}^-(x, y, z, \omega) \end{aligned} \quad (6)$$

– полная спектральная плотность интенсивности излучения накачки внутри ячейки;

$$I_{\text{las}}(x, y, z) = I_{\text{las}}^+(x, y, z) + I_{\text{las}}^-(x, y, z) \quad (7)$$

– полная интенсивность лазерного излучения внутри ячейки; ω_p – центральная частота спектра излучения накачки. Частоты столкновений ν_{32} и ν_{23} в силу принципа детального равновесия связаны между собой соотношением

$$\nu_{23} = 2\xi\nu_{32}, \quad \xi \equiv \exp[-\Delta E/(k_B T)], \quad (8)$$

где ΔE – разность энергий уровней 3 и 2; k_B – постоянная Больцмана; T – температура газовой смеси внутри ячейки.

Из системы алгебраических уравнений (4) находим населенности уровней:

$$\begin{aligned} N_1(x, y, z) &= N \left(1 + \frac{\kappa_p \Gamma_2}{2\nu_{32} + 3\Gamma_2} + \frac{\kappa_{\text{las}} \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}{4} \right) \\ &\times (1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}})^{-1}, \\ N_2(x, y, z) &= N \left(\frac{\kappa_p \nu_{32}}{\nu_{32} + 3\Gamma_2/2} + \frac{\kappa_{\text{las}} \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}{4} \right) \\ &\times (1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}})^{-1}, \\ N_3(x, y, z) &= N \left(\frac{\kappa_p \Gamma_2}{\nu_{32} + 3\Gamma_2/2} + \frac{\kappa_{\text{las}} \nu_{23}}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}{2} \right) \\ &\times (1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}})^{-1}, \end{aligned} \quad (9)$$

а также разности населенностей, характеризующие лазерную генерацию и поглощение накачки:

$$\begin{aligned} N_2(x, y, z) - N_1(x, y, z) &= N \frac{a\kappa_p - 1}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}, \\ N_1(x, y, z) - \frac{1}{2} N_3(x, y, z) &= N \frac{1 + q\kappa_{\text{las}}}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_2 &= \tilde{A}_{21} + \nu_{23}; \quad \Gamma_3 = \tilde{A}_{31} + \nu_{32}; \\ \tilde{A}_{21} &= A_{21} + \nu_{21}; \quad \tilde{A}_{31} = A_{31} + \nu_{31}; \\ a &= \frac{(1 - \xi)\nu_{32} - \tilde{A}_{21}/2}{(1 + 3\xi)\nu_{32} + 3\tilde{A}_{21}/2}; \quad q = \frac{(1 - \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}}{2[(1 + \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}]}; \\ b &= \frac{(\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31})\nu_{32} + \tilde{A}_{21}\tilde{A}_{31}}{[(1 + \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}][(1 + 3\xi)\nu_{32} + 3\tilde{A}_{21}/2]}; \end{aligned} \quad (11)$$

\tilde{A}_{31} и \tilde{A}_{21} – частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и столкновительных переходов

в основное состояние; Γ_3 и Γ_2 – полные частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и столкновений. Величины $\kappa_p \equiv \kappa_p(x, y, z)$ и $\kappa_{\text{las}} \equiv \kappa_{\text{las}}(x, y, z)$ определены как

$$\begin{aligned} \kappa_p &= \frac{\omega_p(x, y, z)}{\beta_p}, \quad \kappa_{\text{las}} = \frac{\omega_{\text{las}}(x, y, z)}{\beta_{\text{las}}}, \\ \beta_p &= \frac{(\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31})\nu_{32} - \tilde{A}_{21}\tilde{A}_{31}}{(1 + 3\xi)\nu_{32} + 3\tilde{A}_{21}/2}, \\ \beta_{\text{las}} &= \frac{(\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31})\nu_{32} + \tilde{A}_{21}\tilde{A}_{31}}{2[(1 + \xi)\nu_{32} + \tilde{A}_{31}]} \end{aligned} \quad (12)$$

и имеют смысл параметров насыщения, т. к. каждый из них характеризует степень выравнивания населенностей на переходе 3–1 или 2–1 в отсутствие второго поля.

С учетом соотношений (10) дифференциальные уравнения (1), описывающие работу лазера, принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\omega p}^\pm(x, y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp \frac{(1 + q\kappa_{\text{las}})N\sigma_p(\omega)I_{\omega p}^\pm(x, y, z, \omega)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}, \\ \frac{\partial I_{\omega p}^\pm(x, y, z, \omega)}{\partial x} &= \mp \frac{(1 + q\kappa_{\text{las}})N\sigma_p(\omega)I_{\omega p}^\pm(x, y, z, \omega)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}, \\ \frac{\partial I_{\text{las}}^\pm(x, y, z)}{\partial z} &= \pm \frac{(a\kappa_p - 1)N\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})I_{\text{las}}^\pm(x, y, z)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Как следует из уравнений для I_{las}^\pm в (13), лазерная генерация возникает при выполнении условия $a\kappa_p > 1$. Для обеспечения эффективной генерации ($a\kappa_p \gg 1$) необходимо стремиться к выполнению условий

$$\nu_{32} \gg \tilde{A}_{21}, \tilde{A}_{31}, \quad \kappa_p \gg \frac{1 + 3\xi}{1 - \xi}. \quad (14)$$

Первое условие в (14) обеспечивается с большим запасом при достаточно высоком давлении буферного газа (~ 1 атм и выше). Для выполнения второго условия должна быть достаточно высокой спектральная плотность интенсивности излучения накачки. При этих условиях накачка создает предельно большую инверсию населенностей на лазерном переходе.

3. Соотношение между интегральными характеристиками излучений

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

Для мощности генерируемого внутри ячейки лазерного излучения из второго уравнения в (4) с учетом первой формулы в (10) получаем следующее выражение (интегрирование производится по объему ячейки):

$$\begin{aligned} P_{\text{las}}^{\text{cell}} &= \hbar\omega_{\text{las}} \int \omega_{\text{las}} (N_2 - N_1) dV \\ &= N\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\kappa_{\text{las}}(a\kappa_p - 1)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p \kappa_{\text{las}}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь и далее мы полагаем, что в рассматриваемой геометрии лазера с поперечной накачкой генерация лазерного излучения происходит во всем объеме ячейки $V = x_0 y_0 z_0$. Для дальнейших выкладок нам понадобится еще одно выражение для мощности генерируемого внутри ячейки лазерного излучения:

$$P_{\text{las}}^{\text{cell}} = \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy [I_{\text{las}}^+(x, y, z_0) - I_{\text{las}}^-(x, y, z_0) + I_{\text{las}}^-(x, y, 0) - I_{\text{las}}^+(x, y, 0)]. \quad (16)$$

Интенсивность $I_{\text{las}}^{\text{out}}(x, y)$ лазерного излучения, выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало с коэффициентом отражения R_0 , определяется выражением

$$I_{\text{las}}^{\text{out}}(x, y) = T_0(1 - R_0)I_{\text{las}}^+(x, y, z_0). \quad (17)$$

Мощность $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ лазерного излучения, выходящего из резонатора через полупрозрачное зеркало, определяется как интеграл от интенсивности по поперечному сечению пучка:

$$P_{\text{las}}^{\text{out}} = \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} I_{\text{las}}^{\text{out}}(x, y) dy. \quad (18)$$

Найдем соотношение между мощностями $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ (18) и $P_{\text{las}}^{\text{cell}}$ (15). Из последних двух уравнений в (13) получаем

$$\frac{1}{I_{\text{las}}^+(x, y, z)} \frac{\partial I_{\text{las}}^+(x, y, z)}{\partial z} = -\frac{1}{I_{\text{las}}^-(x, y, z)} \frac{\partial I_{\text{las}}^-(x, y, z)}{\partial z}, \quad (19)$$

откуда следует, что произведение $I_{\text{las}}^+(x, y, z)I_{\text{las}}^-(x, y, z)$ не зависит от z . В частности, справедливо соотношение

$$I_{\text{las}}^+(x, y, z_0)I_{\text{las}}^-(x, y, z_0) = I_{\text{las}}^+(x, y, 0)I_{\text{las}}^-(x, y, 0). \quad (20)$$

Для подынтегрального выражения в (16) с учетом (17), (20) и граничных условий (3) получаем

$$I_{\text{las}}^+(x, y, z_0) - I_{\text{las}}^-(x, y, z_0) + I_{\text{las}}^-(x, y, 0) - I_{\text{las}}^+(x, y, 0) = I_{\text{las}}^{\text{out}}(x, y)/R, \quad (21)$$

где

$$R = \frac{T_0(1 - R_0)\sqrt{\tilde{R}_1}}{(1 - \tilde{R}_0)\sqrt{\tilde{R}_1} + (1 - \tilde{R}_1)\sqrt{\tilde{R}_0}}, \quad (22)$$

$$\tilde{R}_0 = R_0 T_0^2, \quad \tilde{R}_1 = R_1 T_1^2 T_s^2.$$

Из (15), (16), (18), (21) следует соотношение между мощностями $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ и $P_{\text{las}}^{\text{cell}}$ (15):

$$P_{\text{las}}^{\text{out}} = R P_{\text{las}}^{\text{cell}} = RN\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\kappa_{\text{las}}(a\kappa_{\text{p}} - 1)}{1 + \kappa_{\text{p}} + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_{\text{p}}\kappa_{\text{las}}}. \quad (23)$$

Для поглощенной мощности излучения накачки из первого уравнения в (4) с учетом второй формулы в (10) получаем следующее выражение:

$$P_{\text{abs}} = \hbar\omega_{\text{p}} \int \omega_{\text{p}} \left(N_1 - \frac{1}{2} N_3 \right) dV =$$

$$= N\hbar\omega_{\text{p}}\beta_{\text{p}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{\kappa_{\text{p}}(1 + q\kappa_{\text{las}})}{1 + \kappa_{\text{p}} + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_{\text{p}}\kappa_{\text{las}}}. \quad (24)$$

Далее примем во внимание, что полные потери мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями в объеме ячейки даются следующим достаточно очевидным выражением:

$$P_{\text{loss}} = \hbar\omega_{\text{p}} \int (N_2 \tilde{A}_{21} + N_3 \tilde{A}_{31}) dV = N\hbar\omega_{\text{p}} \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \times \frac{\beta_{\text{p}}\kappa_{\text{p}} + \beta_{\text{las}}\kappa_{\text{las}} + \kappa_{\text{p}}\kappa_{\text{las}}b(\tilde{A}_{21} + 2\tilde{A}_{31})/4}{1 + \kappa_{\text{p}} + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_{\text{p}}\kappa_{\text{las}}}. \quad (25)$$

Из (23), (24), (25) получаем соотношение

$$P_{\text{las}}^{\text{out}} = R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_{\text{p}}} (P_{\text{abs}} - P_{\text{loss}}), \quad (26)$$

связывающее выходящую из резонатора мощность лазерного излучения $P_{\text{las}}^{\text{out}}$ с поглощенной мощностью излучения накачки P_{abs} и потерями мощности накачки P_{loss} из-за спонтанного испускания и тушащих столкновений.

4. Высокая интенсивность лазерного излучения

Систему дифференциальных уравнений (13), описывающих работу лазера, в общем виде можно решить только численно. Однако для случая высокой интенсивности лазерного излучения и достаточно высокого давления буферного газа, что сводится к выполнению условий

$$\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_{\text{p}} + b\kappa_{\text{p}}\kappa_{\text{las}}, \quad \kappa_{\text{las}} \gg 1/q, \quad (27)$$

уравнения (13) сильно упрощаются и допускают аналитическое решение. Первое условие означает одновременно как высокую интенсивность лазерного излучения (большой параметр насыщения κ_{las} не только по сравнению с единицей, но и по сравнению с параметром насыщения для излучения накачки κ_{p}), так и высокое давление, обеспечивающее настолько малый параметр b , что $b\kappa_{\text{p}} \ll 1$. Для выполнения второго условия в (27) также нужен достаточно большой параметр насыщения κ_{las} (в частности, для атомов рубидия $1/q \approx 5$).

На основе приближения (27) в уравнениях (13) оставим в знаменателях только κ_{las} , а в первом и во втором уравнениях (13) в числителях отбросим единицу по сравнению с $q\kappa_{\text{las}}$. В итоге при выполнении условий (27) дифференциальные уравнения (13) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{y\omega\text{p}}^{\pm}(y, \omega)}{\partial y} &= \mp qN\sigma_{\text{p}}(\omega)I_{y\omega\text{p}}^{\pm}(y, \omega), \\ \frac{\partial I_{x\omega\text{p}}^{\pm}(x, \omega)}{\partial x} &= \mp qN\sigma_{\text{p}}(\omega)I_{x\omega\text{p}}^{\pm}(x, \omega), \\ \frac{\partial I_{\text{las}}^{\pm}(x, y, z)}{\partial z} &= \pm N\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}}[a\kappa_{\text{p}}(x, y) - 1] \\ &\times \frac{I_{\text{las}}^{\pm}(x, y, z)}{I_{\text{las}}^+(x, y, z) + I_{\text{las}}^-(x, y, z)}, \end{aligned} \quad (28)$$

где параметр насыщения κ_{p} не зависит от координаты z и дается, в соответствии с (5), (6), (12), выражением

$$\kappa_p(x, y) = \frac{1}{\beta_p \hbar \omega_p} \int_0^\infty \sigma_p(\omega) [I_{y\omega p}^+(y, \omega) + I_{y\omega p}^-(y, \omega) + I_{x\omega p}^+(x, \omega) + I_{x\omega p}^-(x, \omega)] d\omega. \quad (29)$$

Решая уравнения для интенсивностей лазерного излучения в (28) с учетом граничных условий (3), получаем

$$I_{\text{las}}^\pm(x, y, z) = \frac{I_{\text{las}}(x, y, z)}{2} \pm \frac{N}{2} \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} [a\kappa_p(x, y) - 1] \times \left[z - z_0 \frac{(1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}}{(1 - \tilde{R}_0) \sqrt{\tilde{R}_1} + (1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}} \right], \quad (30)$$

где $I_{\text{las}}(x, y, z)$ – полная интенсивность лазерного излучения внутри ячейки, определяемая формулой

$$I_{\text{las}}(x, y, z) \equiv I_{\text{las}}^+(x, y, z) + I_{\text{las}}^-(x, y, z) = N\beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} [a\kappa_p(x, y) - 1] \times \left\{ \left[z - z_0 \frac{(1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}}{(1 - \tilde{R}_0) \sqrt{\tilde{R}_1} + (1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}} \right]^2 + z_0^2 \frac{4\tilde{R}_0 \tilde{R}_1}{[(1 - \tilde{R}_0) \sqrt{\tilde{R}_1} + (1 - \tilde{R}_1) \sqrt{\tilde{R}_0}]^2} \right\}^{1/2}. \quad (31)$$

Если эффективные коэффициенты отражения зеркал \tilde{R}_0 и \tilde{R}_1 близки к единице, то, согласно (31), интенсивность лазерного излучения внутри ячейки I_{las} практически постоянна вдоль оси резонатора z . Из формул (17) и (30) находим интенсивность выходного лазерного излучения:

$$I_{\text{las}}^{\text{out}}(x, y) = RNz_0 \beta_{\text{las}} \hbar \omega_{\text{las}} [a\kappa_p(x, y) - 1], \quad (32)$$

где R дается формулой (22).

Далее для решения задачи нужно найти параметр насыщения $\kappa_p(x, y)$, определяемый первыми двумя уравнениями для спектральных плотностей интенсивности излучения накачки $I_{y\omega p}^\pm(y, \omega)$ и $I_{x\omega p}^\pm(x, \omega)$ в (28). Решение первых двух уравнений (28) с учетом граничных условий (3) не представляет труда:

$$\begin{aligned} I_{y\omega p}^+(y, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)y], \\ I_{y\omega p}^-(y, \omega) &= R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)(2y_0 - y)], \\ I_{x\omega p}^+(x, \omega) &= I_{0\omega p}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)x], \\ I_{x\omega p}^-(x, \omega) &= R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp[-qN\sigma_p(\omega)(2x_0 - x)]. \end{aligned} \quad (33)$$

Согласно (33) спектральная плотность интенсивности излучения накачки при прохождении через среду ячейки убывает по экспоненциальному закону. Это обстоятельство обусловлено тем, что в условиях (27) разность населенностей уровней $N_1 - 1/2 N_3$, характеризующая поглощение накачки, не зависит от интенсивностей излучения накачки и лазерного излучения: $N_1 - 1/2 N_3 = qN$.

Для поглощенной мощности излучения накачки в объеме ячейки из выражения (24) при выполнении условий (27) получаем соотношение

$$P_{\text{abs}} = q\hbar\omega_p \beta_p N z_0 \int_0^{x_0} dx \int_0^{y_0} dy \kappa_p(x, y). \quad (34)$$

Для потерь мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями в объеме ячейки из выражения (25) при выполнении условий (27) находим

$$P_{\text{loss}} = NV\hbar\omega_p \beta_{\text{las}}, \quad (35)$$

где $V = x_0 y_0 z_0$ – объем ячейки с активной средой.

Полученные аналитические формулы (29)–(35) описывают работу высокоинтенсивного лазера на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой и позволяют исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера.

5. Анализ генерационных характеристик лазера

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

$$I_{0\omega p}(\omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2\right], \quad I_{0p} = \int_0^\infty I_{0\omega p}(\omega) d\omega, \quad (36)$$

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

Из (33) с учетом (36) для полной спектральной плотности интенсивности излучения накачки внутри ячейки $I_{\omega p}(x, y, \omega)$ получаем

$$\begin{aligned} I_{\omega p}(x, y, \omega) &= I_{y\omega p}(y, \omega) + I_{x\omega p}(x, \omega), \\ I_{y\omega p}(y, \omega) &= I_{y\omega p}^+(y, \omega) + I_{y\omega p}^-(y, \omega) \\ &= \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \{ \exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[-g(\omega, 2y_0 - y)] \}, \\ I_{x\omega p}(x, \omega) &= I_{x\omega p}^+(x, \omega) + I_{x\omega p}^-(x, \omega) \\ &= \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \{ \exp[-g(\omega, x)] + R_p \exp[-g(\omega, 2x_0 - x)] \}, \end{aligned} \quad (37)$$

$$g(\omega, y) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + q\sigma_p(\omega)Ny,$$

$$g(\omega, x) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + q\sigma_p(\omega)Nx.$$

Отсюда находим полную интенсивность излучения накачки внутри ячейки:

$$\begin{aligned} I_p(x, y) &= I_{yp}(y) + I_{xp}(x), \\ I_{yp}(y) &= \int_0^\infty I_{y\omega p}(y, \omega) d\omega = I_{0p} [f_1(y) + R_p f_1(2y_0 - y)], \\ I_{xp}(x) &= \int_0^\infty I_{x\omega p}(x, \omega) d\omega = I_{0p} [f_1(x) + R_p f_1(2x_0 - x)], \end{aligned} \quad (38)$$

$$f_1(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_0^\infty \exp[-g(\omega, y)] d\omega,$$

$$f_1(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_0^\infty \exp[-g(\omega, x)] d\omega.$$

Параметры насыщения $\kappa_{\text{las}}(x, y, z)$ и $\kappa_p(x, y)$ в рассматриваемых условиях даются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\kappa_{\text{las}}(x, y, z) &= \frac{\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})}{\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}}} I_{\text{las}}(x, y, z), \\ \kappa_p(x, y) &= \kappa_{yp}(y) + \kappa_{xp}(x), \\ \kappa_{yp}(y) &= \frac{\sigma_p(\omega_{31})}{\beta_p\hbar\omega_p} I_{0p}[f_2(y) + R_p f_2(2y_0 - y)], \\ \kappa_{xp}(x) &= \frac{\sigma_p(\omega_{31})}{\beta_p\hbar\omega_p} I_{0p}[f_2(x) + R_p f_2(2x_0 - x)],\end{aligned}\quad (39)$$

$$\begin{aligned}f_2(y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_0^\infty \frac{\exp[-g(\omega, y)]}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega, \\ f_2(x) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_0^\infty \frac{\exp[-g(\omega, x)]}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega.\end{aligned}$$

Для поглощенной мощности излучения накачки из выражения (34) с учетом формул (38) и (39) получаем соотношение

$$\begin{aligned}P_{\text{abs}} &= P_{y0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} \\ &+ P_{x0p}\{1 - f_1(x_0) + R_p[f_1(x_0) - f_1(2x_0)]\},\end{aligned}\quad (40)$$

где $P_{y0p} = x_0 z_0 I_{0p}$ и $P_{x0p} = y_0 z_0 I_{0p}$ – мощности излучений накачки на входе в ячейку, распространяющихся соответственно в направлении оси y (в плоскости xz) и в направлении оси x (в плоскости yz). Из формулы (26) при использовании (40), (35) получаем следующее выражение для выходящей из резонатора мощности лазерного излучения:

$$\begin{aligned}P_{\text{las}}^{\text{out}} &= R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} (P_{y0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} \\ &+ P_{x0p}\{1 - f_1(x_0) + R_p[f_1(x_0) - f_1(2x_0)]\}) \\ &- RNV\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}}.\end{aligned}\quad (41)$$

Для отношения выходящей из резонатора мощности лазерного излучения к мощности излучения накачки, характеризующего эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение, получаем

$$\begin{aligned}\frac{P_{\text{las}}^{\text{out}}}{P_{0p}} &= R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} \left(\frac{x_0}{x_0 + y_0} \{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} \right. \\ &+ \left. \frac{y_0}{x_0 + y_0} \{1 - f_1(x_0) + R_p[f_1(x_0) - f_1(2x_0)]\} \right) \\ &- \frac{RNV\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}}}{(x_0 + y_0)z_0 I_{0p}},\end{aligned}\quad (42)$$

где $P_{0p} = P_{y0p} + P_{x0p} = (x_0 + y_0)z_0 I_{0p}$ – полная мощность излучения накачки на входе в ячейку при двухсторонней накачке.

Приведенные выше формулы (40)–(42) относятся к случаю лазера с двухсторонней диодной накачкой. Для того чтобы сравнить энергетические характеристики лазеров с односторонней и двухсторонней накачкой, приведем соответствующие формулы для случая лазера с односто-

ронной накачкой (в формулах (40)–(42) полагаем $P_{x0p} = 0$, $P_{0p} = P_{y0p}$):

$$\begin{aligned}P_{\text{abs}} &= P_{y0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\}, \\ P_{\text{las}}^{\text{out}} &= R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} P_{y0p}\{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} \\ &- RNV\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}}, \\ \frac{P_{\text{las}}^{\text{out}}}{P_{0p}} &= R \frac{\omega_{\text{las}}}{\omega_p} \{1 - f_1(y_0) + R_p[f_1(y_0) - f_1(2y_0)]\} \\ &- \frac{RNV\hbar\omega_{\text{las}}\beta_{\text{las}}}{x_0 z_0 I_{0p}}.\end{aligned}\quad (43)$$

Из формул (42), (43) хорошо видно, что при двухсторонней накачке эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов выше, чем при односторонней накачке. Увеличение эффективности генерации максимально в случае равенства высоты и ширины ячейки с парами щелочных металлов (при $x_0 = y_0$).

Поясним физическую причину увеличения эффективности генерации лазера при переходе от односторонней накачки к двухсторонней. В условиях (27) высокой интенсивности лазерного излучения и достаточно высокого давления буферного газа (такого, чтобы обеспечить выполнение условия высокой скорости столкновительного перемешивания между уровнями 3 и 2, $v_{32} \gg \tilde{A}_{21}, \tilde{A}_{31}$) населенности возбужденных уровней 2 и 3 не зависят от интенсивностей излучения накачки и лазерного излучения: $N_2 = N\Gamma_3/(v_{23} + 2\Gamma_3)$, $N_3 = Nv_{23}/(v_{23} + 2\Gamma_3)$, и поэтому полные потери мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями в объеме ячейки P_{loss} (35) не зависят от мощности излучения накачки. Как следствие, с ростом мощности излучения накачки большая доля его перерабатывается в лазерное излучение. В итоге эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение увеличивается вместе с ростом мощности излучения диодов накачки, т. е. эффективность увеличивается при переходе от односторонней накачки к двухсторонней.

Отметим здесь следующее важное обстоятельство. В правую часть формулы для $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{0p}$ в (43) концентрация активных частиц N и ширина ячейки y_0 входят только в комбинации Ny_0 . Это означает, что при условии $Ny_0 = \text{const}$ изменение ширины ячейки не влияет на эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов с односторонней поперечной диодной накачкой. Для лазера с двухсторонней накачкой в случае квадратного поперечного сечения ячейки (при $x_0 = y_0$) эффективность генерации, как видно из формулы (42), также зависит от параметра Ny_0 .

Рассчитаем по приведенным выше формулам энергетические характеристики лазера при односторонней и двухсторонней диодной накачке. Пусть активной средой в ячейке лазера являются атомы рубидия, а в качестве буферного газа используется смесь гелия и метана. Метан обычно применяется для эффективного столкновительного перемешивания между возбужденными уровнями 3 и 2 в атомах щелочных металлов [1]. Гелий добавляется для увеличения ударного уширения линии D_2 с целью более эффективного использования широкополосного излучения диодов накачки [1].

Зададим исходные данные, необходимые для расчета работы лазера. Для атомов рубидия, согласно данным

сайта NIST [14], скорости радиационных переходов $A_{21} = 3.6 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$, $A_{31} = 3.8 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$, длины волн переходов $\lambda_{21} = 794.8 \text{ нм}$, $\lambda_{31} = 780.0 \text{ нм}$, разность энергий уровней 3 и 2 ΔE составляет 237.6 см^{-1} . Ударные уширения для атомов рубидия в буферном газе таковы [15]: в гелии $\gamma_{\text{He}(D_1)} = 9.45 \text{ МГц/Тор}$ для D_1 -линии и $\gamma_{\text{He}(D_2)} = 10.0 \text{ МГц/Тор}$ для D_2 -линии, а в метане $\gamma_{\text{CH}_4(D_1)} = 14.55 \text{ МГц/Тор}$ для D_1 -линии и $\gamma_{\text{CH}_4(D_2)} = 13.1 \text{ МГц/Тор}$ для D_2 -линии.

Для нахождения частоты столкновений ν_{32} использовались следующие значения сечений столкновительных переходов между тонкими компонентами возбужденного состояния атомов рубидия: $\sigma_{32(\text{He})} = 0.103 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ в гелии [16] и $\sigma_{32(\text{CH}_4)} = 42 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ в метане [17]. Именно из-за малого значения сечения $\sigma_{32(\text{He})}$ в буферную смесь добавляется молекулярный газ.

Для сечений $\sigma_{31(\text{CH}_4)}$ и $\sigma_{21(\text{CH}_4)}$ столкновительного тушения возбужденных уровней 3 и 2 атомов рубидия при их взаимодействии с метаном экспериментально получены значения, не превышающие $1.9 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [18]. При расчете частот столкновений ν_{31} и ν_{21} мы полагали, что $\sigma_{31(\text{CH}_4)} = \sigma_{21(\text{CH}_4)} = 1.9 \times 10^{-18} \text{ см}^2$. Для атомов рубидия, сталкивающихся с атомами гелия, сечения столкновительного тушения крайне малы ($\sigma_{31(\text{He})}$, $\sigma_{21(\text{He})} \leq 3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ [19]), и поэтому тушением при взаимодействии с гелием можно пренебречь.

Далее при расчете полагаем, что центральная частота спектра излучения накачки и частота лазерного излучения совпадают с частотами переходов 3–1 и 2–1 соответственно: $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$. Конструкцию ячейки целесообразно выполнить таким образом, чтобы пары щелочного металла поступали в нее через боковые отростки с тем, чтобы концентрация N активных частиц внутри ячейки задавалась температурой боковых отростков, содержащих щелочной металл, и не была связана с температурой T газовой смеси внутри ячейки. Для лазера с двухсторонней диодной накачкой полагаем, что ячейка с парами щелочных металлов имеет квадратное поперечное сечение, т.е. $x_0 = y_0$.

Согласно предыдущим исследованиям [12, 13] эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение $P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}}$ немонотонно зависит от параметра Ny_0 , а также давлений гелия p_{He} и метана p_{CH_4} и достигает своего максимального значения $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ при некотором оптимальном параметре $(Ny_0)_{\text{opt}}$ и некоторых оптимальных давлениях гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и метана $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$. При отклонении величин Ny_0 , p_{He} и p_{CH_4} от своих оптимальных значений в сторону их увеличения или уменьшения эффективность работы лазера заметно снижается. Обратим внимание на следующее важное обстоятельство. Численный анализ показывает, что при заданной средней спектральной интенсивности излучения накачки $I_{\text{op}}/\Delta\omega$ и подборе оптимальных величин $(Ny_0)_{\text{opt}}$, $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$ для разных $\Delta\omega$ эффективность генерации одна и та же.

На рис.2 показаны результаты расчетов по формулам (42), (43) величины $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ для лазеров с односторонней и двухсторонней диодной накачкой в зависимости от средней спектральной интенсивности излучения накачки $I_{\text{op}}/[\Delta\omega/(2\pi c)]$ при оптимальных параметрах $(Ny_0)_{\text{opt}}$ и оптимальных давлениях гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$. Оптимальное давление буферного газа метана равно 0.5–1 атм, при расчетах давление метана p_{CH_4} полагалось равным 1 атм. Результаты расчетов зависимости оптимального давления гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и оптимального параметра $(Ny_0)_{\text{opt}}$ от полуширины спектра излучения накачки $\Delta\omega/(2\pi c)$ при трех значениях

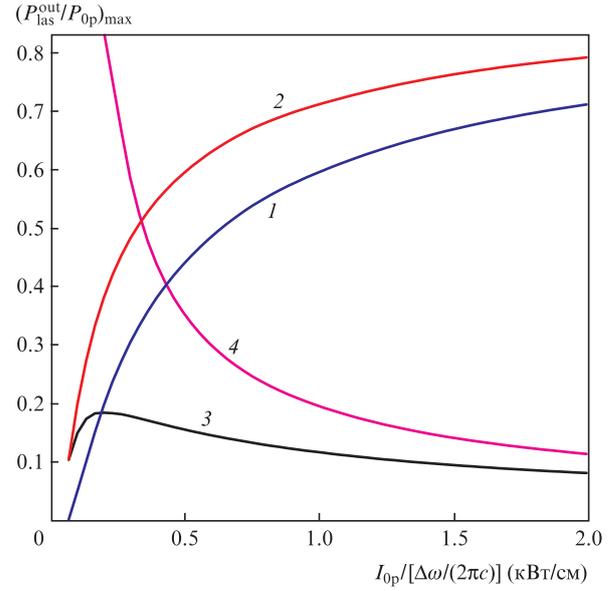


Рис.2. Зависимости максимальной эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение $(P_{\text{las}}^{\text{out}}/P_{\text{op}})_{\text{max}}$ от средней спектральной интенсивности излучения накачки $I_{\text{op}}/[\Delta\omega/(2\pi c)]$ при оптимальных параметрах $(Ny_0)_{\text{opt}}$ и оптимальных давлениях гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$: односторонняя накачка (1), двухсторонняя накачка при равенстве высоты и ширины ячейки (при $x_0 = y_0$) (2), а также абсолютный (3) и относительный (4) приросты эффективности генерации лазера при переходе от односторонней к двухсторонней накачке. Параметры расчета: $T = 395 \text{ К}$, $p_{\text{CH}_4} = 1 \text{ атм}$, $R_p = 0.99$, $R_0 = 0.3$, $R_1 = 0.99$, $T_0 = 0.99$, $T = 0.99$, $T_s = 0.99$, $\omega_p = \omega_{31}$, $\omega_{\text{las}} = \omega_{21}$.

средней спектральной интенсивности излучения накачки 0.5, 1 и 2 кВт/см показаны на рис.3.

Обсудим условие (27) ($\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}$) применимости формул (42), (43) при параметрах, соответствующих рис.2 и 3. Это условие применимости сводится, очевидно, к двум условиям: $\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p$ и $b\kappa_p \ll 1$. Фактически условие $\kappa_{\text{las}} \gg 1 + \kappa_p$ хорошо реализуется в генераторе с большой длиной усиления (если ячейка достаточно длинная, т.е. если $z_0 \gg x_0, y_0$). Условие $b\kappa_p \ll 1$ может выполняться только при малом параметре $b \ll 1$, для чего нужно обеспечить высокую скорость столкновительного перемешивания между уровнями 3 и 2 ($\nu_{32} \gg \tilde{A}_{21}, \tilde{A}_{31}$). Это достигается путем добавления в буферную смесь молекулярного газа метана. В наших расчетах при давлении метана $p_{\text{CH}_4} = 1 \text{ атм}$ и при отсутствии гелия в буферной смеси значение $b = 3.68 \times 10^{-3}$. При добавлении гелия в буферную смесь коэффициент b немного уменьшается: при $p_{\text{CH}_4} = 1 \text{ атм}$ и $p_{\text{He}} = 10 \text{ атм}$ значение $b = 3.52 \times 10^{-3}$.

Параметр насыщения для излучения накачки $\kappa_p(x, y)$ зависит от координат x, y в поперечном сечении ячейки. Он максимален вблизи диодов накачки, $(\kappa_p)_{\text{max}} = \kappa_p(0, 0)$, и минимален вдали от диодов накачки, $(\kappa_p)_{\text{min}} = \kappa_p(x_0, y_0)$. Численный анализ показывает, что при заданной средней спектральной интенсивности излучения накачки $I_{\text{op}}/[\Delta\omega/(2\pi c)]$ и подборе оптимальных величин $(Ny_0)_{\text{opt}}$, $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ и $p_{\text{CH}_4}^{\text{opt}}$ для разных $\Delta\omega$ величина параметра насыщения κ_p одна и та же. При трех значениях средней спектральной интенсивности излучения накачки 0.5, 1 и 2 кВт/см значения параметра $b\kappa_p$ следующие: $b\kappa_p(0, 0) = 0.09$ и $b\kappa_p(x_0, y_0) = 0.042$, $b\kappa_p(0, 0) = 0.15$ и $b\kappa_p(x_0, y_0) = 0.053$, $b\kappa_p(0, 0) = 0.28$ и $b\kappa_p(x_0, y_0) = 0.068$ соответственно. Таким образом, условие $b\kappa_p \ll 1$ в наших расчетах выполнено при средней спектральной интенсивности излучения накачки не более 2 кВт/см.

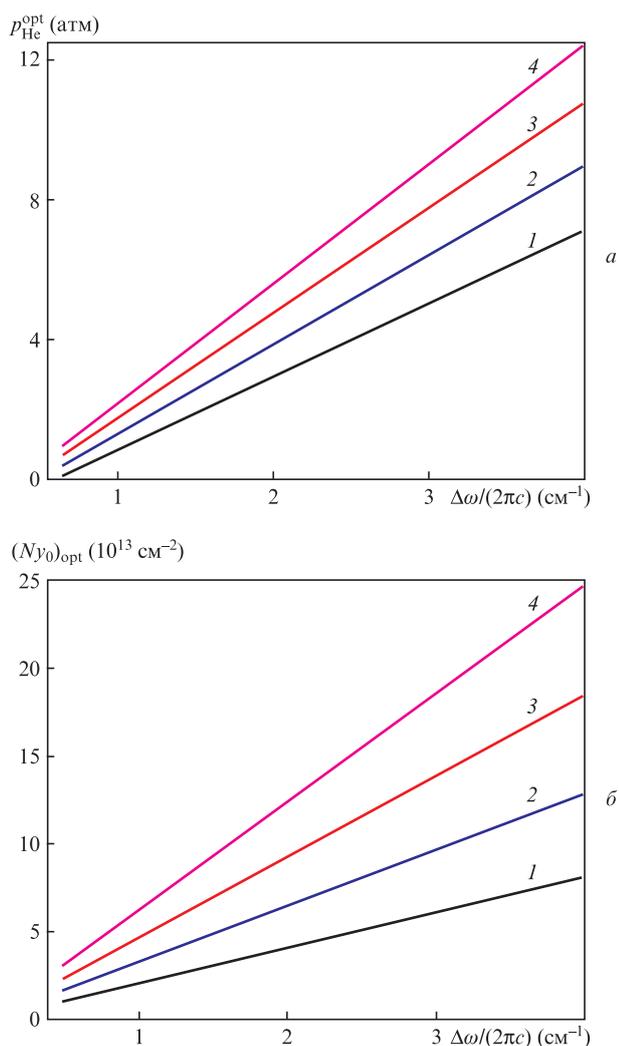


Рис.3. Зависимость оптимального давления гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ от полуширины спектра излучения накачки $\Delta\omega/(2\pi c)$ при оптимальных параметрах $(Ny_0)_{\text{opt}}$ (а) и зависимость оптимального параметра $(Ny_0)_{\text{opt}}$ от полуширины спектра излучения накачки при оптимальных давлениях гелия $p_{\text{He}}^{\text{opt}}$ (б). Значения средней спектральной интенсивности излучения накачки $I_{0p}/[\Delta\omega/(2\pi c)]$ составляют 0.5 кВт/см при односторонней накачке (1); 1 кВт/см при односторонней и 0.5 кВт/см при двухсторонней накачке (2); 2 кВт/см при односторонней и 1 кВт/см при двухсторонней накачке (3) и 2 кВт/см при двухсторонней накачке (4). Расчетные параметры те же, что и на рис.2.

Из рис.2 видно, что эффективность генерации лазера на парах щелочных металлов существенно увеличивается при переходе от односторонней накачки к двухсторонней (ср. кривые 1 и 2). Максимальное увеличение эффективности достигает 18% при средней спектральной интенсивности излучения накачки 0.2 кВт/см (кривая 3). Прирост эффективности генерации медленно снижается с ростом спектральной интенсивности излучения накачки: при $I_{0p}/[\Delta\omega/(2\pi c)] = 2$ кВт/см прирост эффективности составляет 8%. Относительный прирост эффективности тем выше, чем меньше средняя спектральная интенсивность излучения накачки: при $I_{0p}/[\Delta\omega/(2\pi c)] = 0.25$ кВт/см относительный прирост эффективности достигает 70% (кривая 4).

6. Заключение

Итак, теоретически исследована работа лазеров на парах щелочных металлов с односторонней и двухсторонней поперечной диодной накачкой. Для практически важного случая достаточно высокой интенсивности лазерного излучения получены аналитические формулы, которые описывают работу высокоинтенсивного лазера при односторонней и двухсторонней диодной накачке и позволяют исчерпывающе определить любые энергетические характеристики лазера. Сравнение энергетических характеристик лазеров с односторонней и двухсторонней накачкой показывает, что двухсторонняя накачка позволяет на 8%–18% повысить эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение и тем самым увеличить выходную мощность лазерного излучения. Физическая причина увеличения эффективности генерации лазера при переходе от односторонней накачки к двухсторонней связана с тем, что в условиях (27) высокой интенсивности лазерного излучения потери мощности накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями в объеме ячейки P_{loss} (35) не растут с ростом мощности излучения накачки. Это и приводит к увеличению эффективности генерации.

Исследование выполнено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (проект № АААА-А17-117052210003-4) в ИАиЭ СО РАН и при финансовой поддержке гранта Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ РФ № НШ-6898.2016.2.

1. Krupke F.W. *Progr. Quantum Electron.*, **36**, 4 (2012).
2. Шалагин А.М. *УФН*, **181**, 1011 (2011) [*Phys. Usp.*, **54**, 975 (2011)].
3. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Proc. SPIE*, **8898**, 88980V (2013).
4. Богачев А.В., Гаранин С.Г., Дудов А.М., Ерошенко В.А., Куликов С.М., Микаелян Г.Т., Панарин В.А., Паутов В.О., Рус А.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **42**, 95 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 95 (2012)].
5. Gao F., Chen F., Xie J.J., Li D.J., Zhang L.M., Yang G.L., Guo J., Guo L.H. *Optik*, **124**, 4353 (2013).
6. Pitz G.A., Anderson M.D. *Appl. Phys. Rev.*, **4**, 041101 (2017).
7. Pitz G.A., Stalnaker D.M., Guild E.M., Oliner B.Q., Moran P.J., Townsend S.W., Hostutler D.A. *Proc. SPIE*, **9729**, 972902 (2016).
8. Krupke W.F., Zweiback J.S., Betin A.A. US Patent No. 0022201 A1 (2009).
9. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Sell J., Knize R.J. *Opt. Commun.*, **281**, 5862 (2008).
10. Komashko A.M., Zweiback J. *Proc. SPIE*, **7581**, 75810H (2010).
11. Yang Z., Wang H., Lu Q., Li Y., Hua W., Xu X., Chen J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 1353 (2011).
12. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **45**, 797 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 797 (2015)].
13. Пархоменко А.И., Шалагин А.М. *Квантовая электроника*, **47**, 683 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 683 (2017)].
14. <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
15. Rotondaro M.D., Perram G.P. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **57**, 497 (1997).
16. Krause L. *Appl. Opt.*, **5**, 1375 (1966).
17. Hrycyshyn E.S., Krause L. *Can. J. Phys.*, **48**, 2761 (1970).
18. Zamoski N.D., Rudolph W., Hager G.D., Hostutler D.A. *J. Phys. B*, **42**, 245401 (2009).
19. Sell J.F., Gearba M.A., Patterson B.M., Byrne D., Jemo G., Lilly T.C., Meeter R., Knize R.J. *J. Phys. B*, **45**, 055202 (2012).