

# УСИЛИТЕЛЬ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

А. И. Пархоменко\*, А. М. Шалагин\*\*

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 29 декабря 2013 г.

Теоретически исследована работа усилителя лазерного излучения на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Работа усилителя описывается довольно сложной системой дифференциальных уравнений, которая в общем случае поддается решению только численными методами. Для случая высокой интенсивности усиливаемого излучения получено аналитическое решение, которое позволяет исчерпывающе полно определить любые энергетические характеристики усилителя излучения и найти оптимальные параметры рабочей среды и излучения накачки (температура, давление буферного газа, интенсивность и ширина спектра излучения накачки).

DOI: 10.7868/S0044451014070049

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно исследуется новый класс газовых лазеров — лазеры на парах щелочных металлов с накачкой лазерными диодами (см., например, [1, 2] и представленную там библиографию). Достоинствами таких лазеров являются высокая эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение, высокий съем энергии с единицы объема, компактность, простота конструкции и несложность в эксплуатации.

Физический принцип действия лазеров на парах щелочных металлов очень прост (рис. 1). Излучение накачки резонансно поглощается на переходе из основного состояния атома щелочного металла  $n^2S_{1/2}$  в состояние  $n^2P_{3/2}$  ( $D_2$ -линия; для лития, натрия, калия, рубидия, цезия соответственно  $n = 2, 3, 4, 5, 6$ ). При достаточно высоком давлении буферного газа (порядка нескольких сотен миллиметров ртутного столба) столкновительные переходы между компонентами тонкой структуры  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$  происходят так часто, что за время жизни этих уровней между ними успевает установиться

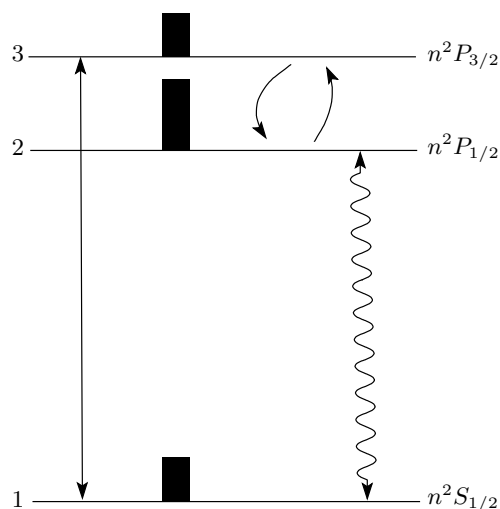


Рис. 1. Схема рабочих уровней и переходов в атомах щелочных металлов. Прямой линией обозначен переход под действием излучения накачки, волнистой — лазерный переход, изогнутыми — столкновительные переходы. Вертикальные столбики показывают относительные населенности уровней

равновесное бальмановское распределение населенностей. В соответствии с этим распределением населенность уровня  $n^2P_{1/2}$  оказывается выше населенности уровня  $n^2P_{3/2}$  на бальмановский фактор  $\exp(\Delta E/k_B T)$ , где  $\Delta E$  — энергетическое расстояние

\*E-mail: par@iae.nsk.su

\*\*E-mail: shalagin@iae.nsk.su

яние между уровнями  $n^2P_{3/2}$  и  $n^2P_{1/2}$ ,  $T$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Если теперь обеспечить настолько высокую интенсивность излучения накачки, что она будет выравнивать населенности основного уровня и уровня  $n^2P_{3/2}$ , то населенность уровня  $n^2P_{1/2}$  станет выше (на тот же болцмановский фактор) населенности основного уровня. Таким образом, при переходе  $n^2P_{1/2} - n^2S_{1/2}$  формируется инверсия населенностей и возникает возможность генерации лазерного излучения на частоте этого перехода.

Генерация лазерного излучения по механизму, описанному выше, впервые наблюдалась в парах калия [3] и натрия [4, 5]. В парах калия и натрия, находящихся в атмосфере буферного газа гелия при давлении порядка нескольких сотен Торр, было зафиксировано когерентное излучение на частоте  $D_1$ -линии (переход  $^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$ ) при лазерной накачке паров в  $D_2$ -линии. В работе [5] также представлено адекватное теоретическое описание эффекта. Позднее в эксперименте [6] с парами рубидия показано, что эффект довольно существенно усиливается при использовании молекулярного газа (этана) в качестве буферного.

В 2003 г. была предложена идея создания непрерывных лазеров на парах щелочных металлов с накачкой в  $D_2$ -линиях излучением лазерных диодов [7]. После появления этого предложения последовало большое количество работ, посвященных исследованиям лазеров на парах щелочных металлов. Довольно быстро эксперименты с лазерами с диодной накачкой стали показывать обнадеживающие результаты. Для лазера на парах цезия с диодной накачкой в непрерывном режиме достигнута мощность излучения 1 кВт при эффективности преобразования «свет в свет» 48 % [8].

Получение существенно более высоких мощностей требует масштабирования процесса. На наш взгляд, для масштабирования оптимальна геометрия с поперечной накачкой. В этой геометрии мощность генерируемого излучения увеличивается пропорционально длине лазера. В практической реализации целесообразно выделение задающего генератора в виде отдельного блока, в котором генерируется излучение с нужными свойствами (когерентное, монохроматическое, с заданными частотой и геометрическими параметрами пучка). Затем это излучение усиливается в усилительной ступени с сохранением заданных свойств. В настоящей работе теоретически рассмотрена работа усилителя лазерного излучения на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой.



Рис. 2. Схема усилителя лазерного излучения на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой

## 2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ, МОДЕЛИРУЮЩИЕ РАБОТУ УСИЛИТЕЛЯ

Рассмотрим работу усилителя лазерного излучения на парах щелочных металлов с поперечной диодной накачкой. Схема усилителя показана на рис. 2. 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),  $x_0$  (высота). Лазерные диоды накачки расположены с одной стороны ячейки. Их излучение входит в ячейку в плоскости  $xz$  и распространяется в направлении оси  $y$ . Для более полного использования энергии излучения накачки с другой стороны ячейки расположено плоское зеркало, возвращающее обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки (коэффициент отражения зеркала  $R_p$ ). Усиливаемое излучение входит в ячейку в плоскости  $xy$  и распространяется в направлении оси  $z$ . Для простоты полагаем, что интенсивности излучения накачки и входящего в ячейку усиливаемого излучения однородны по высоте ячейки (вдоль оси  $x$ ).

Изменение населенностей уровней атомов активной среды, поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения описываются следующими уравнениями (схема уровней атомов активной среды показана на рис. 1):

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_3(y, z, t)}{\partial t} &= -(A_{31} + \nu_{31} + \nu_{32})N_3(y, z, t) + \nu_{23}N_2(y, z, t) + \\ &+ w_p(y, z, t) \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_3} N_3(y, z, t) \right], \\ \frac{\partial N_2(y, z, t)}{\partial t} &= -(A_{21} + \nu_{21} + \nu_{23})N_2(y, z, t) + \nu_{32}N_3(y, z, t) + \\ &+ w_l(y, z, t) \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_2} N_2(y, z, t) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_1(y, z, t) + N_2(y, z, t) + N_3(y, z, t) &= N, \\
\frac{\partial I_{\omega p1}(y, z, \omega, t)}{\partial y} &= \\
&= - \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_3} N_3(y, z, t) \right] \times \\
&\quad \times \sigma_p(\omega) I_{\omega p1}(y, z, \omega, t), \\
\frac{\partial I_{\omega p2}(y, z, \omega, t)}{\partial y} &= \\
&= \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_3} N_3(y, z, t) \right] \times \\
&\quad \times \sigma_p(\omega) I_{\omega p2}(y, z, \omega, t), \\
\frac{\partial I_l(y, z, t)}{\partial z} &= \\
&= - \left[ N_1(y, z, t) - \frac{g_1}{g_2} N_2(y, z, t) \right] \times \\
&\quad \times \sigma_l(\omega_l) I_l(y, z, t).
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $N_1(y, z, t)$ ,  $N_2(y, z, t)$ ,  $N_3(y, z, t)$  — населенности уровней 1, 2, 3;  $N$  — полная концентрация активных атомов;  $A_{31}$ ,  $A_{21}$  — скорости спонтанного испускания (первые коэффициенты Эйнштейна) для переходов 3–1 и 2–1; частоты столкновений  $\nu_{32}$  и  $\nu_{23}$  описывают столкновительное перемешивание между уровнями 3 и 2; частоты столкновений  $\nu_{31}$  и  $\nu_{21}$  описывают столкновительное тушение уровней 3 и 2;  $g_1$ ,  $g_2$  и  $g_3$  — статистические веса уровней 1, 2 и 3 (для атомов щелочных металлов  $g_1 = 2$ ,  $g_2 = 2$ ,  $g_3 = 4$ );  $w_p(y, z, t)$  и  $w_l(y, z, t)$  — вероятности вынужденных переходов под действием соответственно излучения накачки и усиливаемого излучения;  $I_{\omega p1}(y, z, \omega, t)$ ,  $I_{\omega p2}(y, z, \omega, t)$  — спектральные интенсивности излучений накачки на частоте  $\omega$ , распространяющихся вдоль оси  $y$  (индекс « $\omega p1$ ») и против оси  $y$  (после отражения зеркалом, индекс « $\omega p2$ »);  $I_l(y, z, t)$  — интенсивность усиливаемого лазерного излучения;  $\sigma_p(\omega)$  — сечение поглощения излучения накачки;  $\sigma_l(\omega_l)$  — сечение поглощения усиливаемого излучения, имеющего частоту  $\omega_l$ . Уравнения (1) дополняются граничными условиями:

$$\begin{aligned}
I_{\omega p1}(0, z, \omega, t) &= I_{0\omega p1}(z, \omega, t), \\
I_{\omega p2}(y_0, z, \omega, t) &= R_p I_{\omega p1}(y_0, z, \omega, t), \\
I_l(y, 0, t) &= I_{0l}(y, t).
\end{aligned} \tag{2}$$

Полагаем, что излучение накачки имеет спектр произвольной ширины, а усиливаемое излучение монохроматично, тогда

$$\begin{aligned}
w_p(y, z, t) &= \int_0^\infty \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar\omega_p} I_{\omega p}(y, z, \omega, t) d\omega, \\
w_l(y, z, t) &= \frac{\sigma_l(\omega_l)}{\hbar\omega_l} I_l(y, z, t),
\end{aligned} \tag{3}$$

где  $\omega_p$  — частота центра линии излучения накачки,

$$I_{\omega p}(y, z, \omega, t) = I_{\omega p1}(y, z, \omega, t) + I_{\omega p2}(y, z, \omega, t) \tag{4}$$

— полная спектральная интенсивность излучения накачки внутри ячейки. Сечения поглощения излучения накачки и усиливаемого излучения находятся по следующим формулам:

$$\begin{aligned}
\sigma_p(\omega) &= \frac{g_3}{g_1} \frac{\lambda_p^2 A_{31}}{4\pi} \frac{\Gamma_p}{\Gamma_p^2 + (\omega - \omega_{31})^2}, \\
\sigma_l(\omega_l) &= \frac{g_2}{g_1} \frac{\lambda_l^2 A_{21}}{4\pi} \frac{\Gamma_l}{\Gamma_l^2 + (\omega_l - \omega_{21})^2},
\end{aligned} \tag{5}$$

где  $\lambda_p$  и  $\lambda_l$  — длины волн излучения накачки (в центре линии) и усиливаемого излучения;  $\omega_{31}$  и  $\omega_{21}$  — частоты переходов 3–1 и 2–1;  $\Gamma_p = A_{31}/2 + \gamma_{31}$  и  $\Gamma_l = A_{21}/2 + \gamma_{21}$  — однородные полуширины линий переходов соответственно 3–1 и 2–1;  $\gamma_{31}$  и  $\gamma_{21}$  — ударные полуширины линий переходов 3–1 и 2–1.

Частоты столкновений  $\nu_{32}$  и  $\nu_{23}$  в силу принципа детального равновесия связаны между собой соотношением

$$\nu_{23} = \frac{g_3}{g_2} \nu_{32} \xi, \quad \xi \equiv \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right), \tag{6}$$

где  $\Delta E = \hbar\omega_{32}$  — разность энергий уровней 3 и 2. Это соотношение является главенствующим для возникновения усиления излучения (или генерации) на переходе 2–1.

### 3. СТАЦИОНАРНЫЕ УСЛОВИЯ

Сложная система дифференциальных уравнений (1) существенно упрощается в том наиболее интересном случае, когда интенсивности излучения накачки и усиливаемого излучения не зависят от времени (при стационарных условиях). В стационарных условиях первые три уравнения в (1) становятся алгебраическими и из них легко можно найти населенности уровней:

$$\begin{aligned}
 N_2(y, z) &= N \left[ \frac{\varkappa_p \nu_{32}}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} + \frac{\varkappa_l \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{\varkappa_p \varkappa_l \alpha b}{1 + 2\alpha} \right] (1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l)^{-1}, \\
 N_3(y, z) &= N \left[ \frac{\varkappa_p \Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} + \frac{\varkappa_l \nu_{23}}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{\varkappa_p \varkappa_l b}{1 + 2\alpha} \right] (1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l)^{-1}, \\
 N_1(y, z) &= N \left[ 1 + \frac{\varkappa_p \alpha \Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2} + \frac{\varkappa_l \Gamma_3}{\nu_{23} + 2\Gamma_3} + \frac{\varkappa_p \varkappa_l \alpha b}{1 + 2\alpha} \right] (1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l)^{-1},
 \end{aligned} \tag{7}$$

и разности населенностей, характеризующие усиление лазерного излучения и поглощение излучения накачки [2]:

$$\begin{aligned}
 N_2(y, z) - N_1(y, z) &= N \frac{a\varkappa_p - 1}{1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l}, \\
 N_1(y, z) - \alpha N_3(y, z) &= N \frac{1 + q\varkappa_l}{1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l},
 \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{\nu_{32} - \alpha\Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2}, \quad q = \frac{\Gamma_3 - \alpha\nu_{23}}{\nu_{23} + 2\Gamma_3}, \\
 b &= \frac{(1 + 2\alpha)(\tilde{A}_{21}\nu_{32} + \tilde{A}_{31}\Gamma_2)}{(\nu_{23} + 2\Gamma_3)[\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2]}, \\
 \tilde{A}_{21} &= A_{21} + \nu_{21}, \quad \tilde{A}_{31} = A_{31} + \nu_{31}, \\
 \Gamma_2 &= \tilde{A}_{21} + \nu_{23}, \quad \Gamma_3 = \tilde{A}_{31} + \nu_{32},
 \end{aligned} \tag{9}$$

$\alpha = g_1/g_3$  — отношение статистических весов уровней 1 и 3 (для атомов щелочных металлов  $\alpha = 1/2$ ),  $\tilde{A}_{31}$  и  $\tilde{A}_{21}$  — частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и тушащих столкновений,  $\Gamma_3$  и  $\Gamma_2$  — полные частоты ухода с уровней 3 и 2 в результате спонтанного испускания и столкновений. Величины  $\varkappa_p \equiv \varkappa_p(y, z)$  и  $\varkappa_l \equiv \varkappa_l(y, z)$ , определенные как

$$\begin{aligned}
 \varkappa_p &= \frac{w_p(y, z)}{\beta_p}, \quad \varkappa_l = \frac{w_l(y, z)}{\beta_l}, \\
 \beta_p &= \frac{\tilde{A}_{21}\nu_{32} + \tilde{A}_{31}\Gamma_2}{\nu_{32} + (1 + \alpha)\Gamma_2}, \quad \beta_l = \frac{\tilde{A}_{21}\nu_{32} + \tilde{A}_{31}\Gamma_2}{\nu_{23} + 2\Gamma_3},
 \end{aligned} \tag{10}$$

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

С учетом соотношений (8) дифференциальные уравнения в (1) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial I_{\omega p1}(y, z, \omega)}{\partial y} &= -\frac{(1 + q\varkappa_l)N\sigma_p(\omega)I_{\omega p1}(y, z, \omega)}{1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l}, \\
 \frac{\partial I_{\omega p2}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \frac{(1 + q\varkappa_l)N\sigma_p(\omega)I_{\omega p2}(y, z, \omega)}{1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l}, \\
 \frac{\partial I_l(y, z)}{\partial z} &= \frac{(a\varkappa_p - 1)N\sigma_l(\omega)I_l(y, z)}{1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l}.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Как следует из последнего уравнения в (11), усиление излучения возникает при выполнении условия  $a\varkappa_p > 1$ . Для обеспечения эффективного усиления излучения ( $a\varkappa_p \gg 1$ ) необходимо стремиться к выполнению условий

$$\begin{aligned}
 \nu_{23}, \nu_{32} &\gg \tilde{A}_{31}, \tilde{A}_{21}, \\
 \varkappa_p &\gg \frac{1}{a} = \frac{1 + 3\xi}{1 - \xi}
 \end{aligned} \tag{12}$$

(мы здесь использовали соотношение (6) со значениями  $g_3 = 4$  и  $g_2 = 2$ ). Первое условие в (12) выполняется с большим запасом при достаточно высоком давлении буферного газа ( $\sim 1$  атм и выше). Второе условие при плотности мощности  $1 \text{ кВт/см}^2$ , обеспечиваемой диодной накачкой, также практически выполняется. В условиях (12) накачка создает предельно высокое значение инверсии населенностей на лазерном переходе.

Обеспечить выполнение второго условия в (12) тем сложнее, чем шире спектр излучения накачки при неизменной интенсивности. У существующих лазерных диодов ширина спектра составляет несколько обратных сантиметров. Оптимальное значение будет достигнуто, если ширину спектра уменьшить примерно на порядок.

Несмотря на упрощения (стационарные условия), система дифференциальных уравнений (11) остается достаточно сложной и поддается решению только численными методами. Тем не менее можно, не решая уравнения, получить практически важное соотношение между интегральными характеристиками излучений.

Покажем, как непосредственно из уравнений (11) вытекает это соотношение. Составим разность второго и первого уравнений из (11) и проинтегрируем ее по частоте  $\omega$ . С учетом формул (3) и (10) для  $w_p$  и  $\varkappa_p$  получаем

$$\frac{\partial I_{p2}(y, z)}{\partial y} - \frac{\partial I_{p1}(y, z)}{\partial y} = \frac{N\hbar\omega_p\beta_p\varkappa_p(1 + q\varkappa_l)}{1 + \varkappa_p + \varkappa_l + b\varkappa_p \varkappa_l}, \tag{13}$$

где

$$I_{p1,p2}(y, z) = \int_0^\infty I_{\omega p1,\omega p2}(y, z, \omega) d\omega \tag{14}$$

— полные интенсивности излучений накачки, распространяющихся вдоль оси  $y$  (индекс « $p1$ ») и против оси  $y$  (после отражения зеркалом, индекс « $p2$ »). Проинтегрировав формально уравнение (13) по объему ячейки (по  $x, y, z$ ), получаем

$$P_{absorb} = x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{N\hbar\omega_p \beta_p \kappa_p (1+q\kappa_l)}{1+\kappa_p+\kappa_l+b\kappa_p\kappa_l}, \quad (15)$$

где

$$P_{absorb} = x_0 \int_0^{z_0} [I_{p1}(0, z) - I_{p1}(y_0, z) + I_{p2}(y_0, z) - I_{p2}(0, z)] dz \quad (16)$$

— поглощенная мощность излучения накачки. Проинтегрировав формально третье уравнение в (11) по объему ячейки, с учетом формул (3) и (10) для  $w_l$  и  $\kappa_l$  получаем

$$P_{1l} = x_0 \int_0^{y_0} dy \int_0^{z_0} dz \frac{N\hbar\omega_l \beta_l \kappa_l (a\kappa_p - 1)}{1+\kappa_p+\kappa_l+b\kappa_p\kappa_l}, \quad (17)$$

где

$$P_{1l} = x_0 \int_0^{y_0} [I_l(y, z_0) - I_l(y, 0)] dy \quad (18)$$

— прирост мощности усиливаемого излучения. Далее, примем во внимание, что полные потери энергии накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями даются следующим достаточно очевидным выражением:

$$P_{loss} = \hbar\omega_p x_0 \int_0^{z_0} dz \times \int_0^{y_0} [N_2(y, z) \tilde{A}_{21} + N_3(y, z) \tilde{A}_{31}] dy. \quad (19)$$

Из (15), (17), (19) с учетом формул (7) для населенностей уровней получаем соотношение

$$P_{1l} = \frac{\omega_l}{\omega_p} [P_{absorb} - P_{loss}], \quad (20)$$

связывающее прирост мощности усиливаемого излучения  $P_{1l}$  с поглощенной мощностью излучения накачки  $P_{absorb}$  и потерями энергии накачки  $P_{loss}$  из-за спонтанного испускания и тушащих столкновений. Отношение частот излучений  $\omega_l/\omega_p$  характеризует

квантовую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Для паров щелочных металлов она близка к единице (95 % для цезия, 98 % для рубидия, 99.5 % для калия), что является основой для высокого КПД усилителя излучения. Эффективность преобразования поглощенного излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{absorb}$  тем выше, чем меньше потери энергии накачки  $P_{loss}$  по сравнению с поглощенной мощностью излучения накачки  $P_{absorb}$ .

#### 4. ВЫСОКАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ УСИЛИВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Систему дифференциальных уравнений (11) можно решить только численно. Однако в случае выполнения условий

$$\kappa_l \gg 1 + \kappa_p + b\kappa_p\kappa_l, 1/q \quad (21)$$

уравнения (11) сильно упрощаются и допускают аналитическое решение. Первое условие в формуле (21) может быть выполнено только при достаточно высокой интенсивности усиливаемого излучения ( $\kappa_l \gg 1 + \kappa_p$ ) и при достаточно высоком давлении буферного газа, таком, чтобы обеспечить выполнение соотношения  $b\kappa_p \ll 1$  за счет малости коэффициента  $b$ . При достаточно высоком давлении буферного газа (при выполнении первого условия в (12)) коэффициент  $b$  дается формулой

$$b = \frac{\tilde{A}_{21} + \tilde{A}_{31} \xi}{\nu_{32}(1 + \xi)(1 + 3\xi)} \quad (22)$$

и всегда мал,  $b \ll 1$ . Второе условие в (21) —  $\kappa_l \gg 1/q$  — слабее первого условия, так как значение параметра  $1/q$  равно нескольким единицам (например, для атомов рубидия  $1/q \approx 5$ ).

При выполнении условий (21) дифференциальные уравнения (11) принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\omega p 1}(y, z, \omega)}{\partial y} &= -qN\sigma_p(\omega)I_{\omega p 1}(y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_{\omega p 2}(y, z, \omega)}{\partial y} &= qN\sigma_p(\omega)I_{\omega p 2}(y, z, \omega), \\ \frac{\partial I_l(y, z)}{\partial z} &= [a\kappa_p(y, z) - 1]\beta_l\hbar\omega_l N, \end{aligned} \quad (23)$$

где параметр насыщения  $\kappa_p$  дается выражением

$$\kappa_p(y, z) = \frac{1}{\beta_p\hbar\omega_p} \int_0^{\infty} \sigma_p(\omega)I_{\omega p}(y, z, \omega) d\omega. \quad (24)$$

В формулах (23), (24) в соответствии с первым условием в (12) следует полагать

$$a = \frac{1 - \xi}{1 + 3\xi}, \quad q = \frac{1 - \xi}{2(1 + \xi)}, \quad (25)$$

$$\beta_l = \frac{\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31}}{2(1 + \xi)}, \quad \beta_p = \frac{\tilde{A}_{21} + 2\xi\tilde{A}_{31}}{1 + 3\xi}.$$

Решение уравнений (23) с учетом граничных условий (2) не представляет труда:

$$I_{\omega p1}(y, z, \omega) = I_{0\omega p1}(z, \omega) \exp(-qN\sigma_p(\omega)y),$$

$$I_{\omega p2}(y, z, \omega) = R_p I_{0\omega p1}(z, \omega) \times$$

$$\times \exp(-qN\sigma_p(\omega)(2y_0 - y)), \quad (26)$$

$$I_l(y, z) = I_{0l}(y) + \beta_l \hbar \omega_l N \int_0^z [a\kappa_p(y, z) - 1] dz.$$

Полученное аналитическое решение позволяет исчерпывающе полно определить любые энергетические характеристики усилителя излучения.

Согласно (26) спектральная интенсивность излучения накачки при прохождении через среду ячейки убывает по экспоненциальному закону. Это обстоятельство обусловлено тем, что в условиях (21) разность населенностей уровней  $N_1 - \alpha N_3$ , характеризующая поглощение накачки, не зависит от интенсивностей излучения накачки и усиливаемого излучения:  $N_1 - \alpha N_3 = qN$ .

### 5. ГАУССОВА ФОРМА СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ

Для дальнейшей конкретизации расчетов по формулам (26) необходимо задать интенсивность усиливаемого лазерного излучения на входе в ячейку  $I_{0l}(y)$  и спектральную интенсивность излучения диодов накачки  $I_{0\omega p1}(z, \omega)$ . Для простоты далее будем полагать, что интенсивности излучения накачки и усиливаемого излучения однородны в плоскости их входа в ячейку, т. е.  $I_{0l}$  и  $I_{0\omega p1}$  не зависят от координат:

$$I_{0l}(y) = I_{0l} = \text{const}, \quad I_{0\omega p1}(z, \omega) = I_{0\omega p1}(\omega). \quad (27)$$

При этом параметр насыщения  $\kappa_p$  не зависит от координаты  $z$  и последняя формула в (26) для интенсивности усиливаемого лазерного излучения приобретает совсем простой вид:

$$I_l(y, z) = I_{0l} + [a\kappa_p(y) - 1] \beta_l \hbar \omega_l N z. \quad (28)$$

Как видим, в условиях (21), (27) интенсивность усиливаемого лазерного излучения зависит от  $z$  по линейному закону. Зависимость интенсивности излучения от координаты  $y$  определяется сложной функцией  $\kappa_p(y)$ . Усиление излучения возникает при выполнении условия  $a\kappa_p(y) > 1$ .

Будем полагать, что на входе в ячейку спектр излучения накачки имеет гауссову форму:

$$I_{0\omega p1}(\omega) = \frac{I_{0p1}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2\right], \quad (29)$$

$$I_{0p1} = \int_0^\infty I_{0\omega p1}(\omega) d\omega,$$

где  $I_{0p1}$  — интенсивность излучения накачки на входе в ячейку,  $\omega_p$  — частота центра линии излучения накачки,  $\Delta\omega$  — полуширина (на высоте  $1/e$ ) линии излучения накачки.

Из (26) с учетом (29) для полной спектральной интенсивности излучения накачки внутри ячейки  $I_{\omega p}(y, \omega)$  получаем:

$$I_{\omega p}(y, \omega) = I_{\omega p1}(y, \omega) + I_{\omega p2}(y, \omega) = \frac{I_{0p1}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \times$$

$$\times [\exp(-g(\omega, y)) + R_p \exp(-g(\omega, 2y_0 - y))], \quad (30)$$

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

Отсюда находим полную интенсивность излучения накачки внутри ячейки:

$$I_p(y) = I_{p1}(y) + I_{p2}(y) =$$

$$= I_{0p1} [f_1(y) + R_p f_1(2y_0 - y)], \quad (31)$$

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

Параметры насыщения в рассматриваемых условиях даются следующими выражениями:

$$\kappa_l(y, z) = \frac{\sigma_l(\omega_l)}{\beta_l \hbar \omega_l} I_l(y, z),$$

$$\kappa_p(y) = \frac{\sigma_p(\omega_{31})}{\beta_p \hbar \omega_p} I_{0p1} [f_2(y) + R_p f_2(2y_0 - y)], \quad (32)$$

$$f_2(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_{-\infty}^\infty \frac{\exp(-g(\omega, y))}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega,$$

где коэффициенты  $\beta_l, \beta_p$  определены в (25).

Для потерь энергии накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями из выражения (19) при выполнении условий (21) находим

$$P_{loss} = NV \hbar \omega_p \beta_l, \quad (33)$$

где  $V = x_0 y_0 z_0$  — объем ячейки с активной средой. Для поглощенной мощности излучения накачки из выражения (16) с учетом (31) получаем

$$P_{absorb} = P_{0p} [1 - f_1(y_0) + R_p(f_1(y_0) - f_1(2y_0))], \quad (34)$$

где  $P_{0p} = x_0 z_0 I_{0p1}$  — мощность излучения накачки на входе в ячейку. Из формулы (20) при использовании (33), (34) выводим следующее выражение для отношения прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки:

$$\frac{P_{1l}}{P_{0p}} = \frac{\omega_l}{\omega_p} [1 - f_1(y_0) + R_p(f_1(y_0) - f_1(2y_0))] - \frac{Ny_0 \hbar \omega_l \beta_l}{I_{0p1}}. \quad (35)$$

Отметим здесь следующее важное обстоятельство. В правой части формулы (35) концентрация активных частиц  $N$  и ширина ячейки  $y_0$  входят только в комбинации  $Ny_0$ . Это означает, что изменение ширины ячейки при условии  $Ny_0 = \text{const}$  не влияет на величину  $P_{1l}/P_{0p}$ .

В случае достаточно малой полуширины линии излучения накачки ( $\Delta\omega/\Gamma_p \ll 1$ , т. е. излучение накачки близко к монохроматическому) функции  $f_1(y)$  и  $f_2(y)$  в приведенных выше формулах легко вычисляются:

$$f_1(y) = e^{-\tau(y)}, \quad f_2(y) = \frac{e^{-\tau(y)}}{1 + [(\omega_p - \omega_{31})/\Gamma_p]^2}, \quad (36)$$

$$\tau(y) = q\sigma_p(\omega_p)Ny.$$

Безразмерная величина  $\tau(y)$  имеет смысл оптического расстояния, отсчитываемого вдоль пути луча накачки для монохроматического излучения с частотой  $\omega_p$ . Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$  (35) имеет максимум при некотором определенном значении параметра  $Ny_0$ , равном  $(Ny_0)_{max}$ . Значение  $(Ny_0)_{max}$  находим, подставив  $f_1(y)$  из (36) в (35):

$$(Ny_0)_{max} = \begin{cases} \frac{1}{q\sigma_p(\omega_p)} \ln \frac{q\sigma_p(\omega_p)I_{0p1}}{\hbar\omega_p\beta_l}, & \text{если } R_p = 0, \\ \frac{1}{2q\sigma_p(\omega_p)} \ln \frac{2q\sigma_p(\omega_p)I_{0p1}}{\hbar\omega_p\beta_l}, & \text{если } R_p = 1. \end{cases} \quad (37)$$

Потери мощности излучения накачки при работе усилителя возникают как за счет потерь на спонтанное испускание и тушение столкновениями  $P_{loss}$  (33), так и за счет непоглощенной мощности излучения накачки

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

При  $Ny_0 = (Ny_0)_{max}$  минимальны относительные общие потери энергии накачки  $(P_{unabsorb} + P_{loss})/P_{0p}$  и максимально значение  $P_{1l}/P_{0p}$ .

Применительно к выбору оптимальных условий работы усилителя представляет интерес рассмотреть поведение интенсивности излучения накачки  $I_p(y)$  и прироста интенсивности усиливаемого излучения на выходе из ячейки  $\Delta I_l(y, z_0) \equiv I_l(y, z_0) - I_{0l}$  в зависимости от координаты  $y$ . Рассмотрим случай отсутствия зеркала ( $R_p = 0$ ). Интенсивность излучения накачки  $I_p(y)$  пропорциональна функции  $f_1(y)$ , а прирост интенсивности усиливаемого излучения  $\Delta I_l(y, z_0)$ , задаваемый функцией  $a\kappa_p(y) - 1$ , при  $a\kappa_p(y) \gg 1$  пропорционален функции  $f_2(y)$ . Для монотонно убывающих функций  $f_1(y)$  и  $f_2(y)$  имеет место соотношение  $f_2(y) < f_1(y)$ , поэтому прирост интенсивности усиливаемого излучения с ростом  $y$  всегда уменьшается быстрее, чем интенсивность излучения накачки. Очевидно, что чем медленнее уменьшается  $\Delta I_l(y, z_0)$  по сравнению с  $I_p(y)$  (чем ближе функция  $f_2(y)$  к функции  $f_1(y)$ ), тем выше эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$ . Согласно этому, максимальная эффективность преобразования достигается в случае малой полуширины линии излучения накачки ( $\Delta\omega/\Gamma_p \ll 1$ ) и при совпадении частоты центра линии излучения накачки  $\omega_p$  с частотой  $\omega_{31}$  перехода 3–1 (в этом случае  $f_2(y) = f_1(y)$ , как видно из формулы (36)). В случае большой полуширины линии излучения накачки,  $\Delta\omega/\Gamma_p \gg 1$ , прирост интенсивности усиливаемого излучения  $\Delta I_l(y, z_0)$  с ростом  $y$  уменьшается, как показывает анализ, гораздо быстрее, чем интенсивность излучения накачки  $I_p(y)$ , что обуславливает низкую эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение. Физически это вполне прозрачный результат: излучение накачки с широким спектром ( $\Delta\omega/\Gamma_p \gg 1$ ) проходит сквозь ячейку, почти не поглощаясь в ней.

Рассчитаем по приведенным выше формулам энергетические характеристики усилителя излучения. Пусть активной средой в ячейке усилителя являются атомы рубидия, а в качестве буферного газа используется смесь гелия и метана. Метан обычно используется для эффективного столкновительного перемешивания между возбужденными уровнями 3 и 2 в атомах щелочных металлов [1]. Гелий добавляется для увеличения ударного уширения  $D_2$ -линии

с целью более эффективного использования широкополосного излучения диодов накачки [1].

Зададим исходные данные, необходимые для расчета работы усилителя. Для атомов рубидия, согласно данным сайта NIST [9], скорости радиационных переходов  $A_{21} = 3.6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{31} = 3.8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , длины волн переходов  $\lambda_{21} = 794.8 \text{ нм}$ ,  $\lambda_{31} = 780.0 \text{ нм}$ , разность энергий уровней 3 и 2 равна  $\Delta E = 237.6 \text{ см}^{-1}$ . Ударные уширения для  $D_1$ - и  $D_2$ -линий атомов рубидия в буферном газе гелии примерно одинаковы и равны  $\gamma_{\text{He}} = 9.2 \text{ МГц/Торр}$  [10]. Для атомов рубидия в буферном газе метане ударные уширения следующие [11]:  $\gamma_{\text{CH}_4, D_1} = 14.55 \text{ МГц/Торр}$  для  $D_1$ -линии и  $\gamma_{\text{CH}_4, D_2} = 13.1 \text{ МГц/Торр}$  для  $D_2$ -линии.

Для нахождения частоты столкновений  $\nu_{32}$  использовались следующие значения сечений столкновительных переходов между тонкими компонентами возбужденного состояния атомов рубидия:  $\sigma_{32, \text{He}} = 0.103 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  для атомов рубидия в гелии [12] и  $\sigma_{32, \text{CH}_4} = 42 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  для атомов рубидия в метане [13]. Именно из-за малого значения сечения  $\sigma_{32, \text{He}}$  в буферную смесь добавляется молекулярный газ.

Для сечений столкновительного тушения возбужденных уровней 3 и 2 атомов рубидия при их взаимодействии с метаном экспериментально получены значения  $\sigma_{31, \text{CH}_4}$ ,  $\sigma_{21, \text{CH}_4} \leq 1.9 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  [14]. При расчете частот столкновений  $\nu_{31}$  и  $\nu_{21}$  мы полагали  $\sigma_{31, \text{CH}_4} = \sigma_{21, \text{CH}_4} = 1.9 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Для атомов рубидия, находящихся в гелии, сечения столкновительного тушения крайне малы ( $\sigma_{31, \text{He}}$ ,  $\sigma_{21, \text{He}} \leq 3 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$  [15]), и поэтому тушением из-за взаимодействия с гелием можно пренебречь.

Далее при расчете полагаем, что частота  $\omega_p$ , соответствующая центру линии излучения накачки, и частота  $\omega_l$  усиливаемого излучения совпадают с частотами переходов 3–1 и 2–1:  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_l = \omega_{21}$ . Примем, что на входе в ячейку интенсивность излучения накачки  $I_{0p1} = 1 \text{ кВт/см}^2$ , а интенсивность усиливаемого излучения  $I_{0l} = 20 \text{ кВт/см}^2$ . Давление буферного газа метана полагаем фиксированным и равным  $P_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$ . Конструкцию ячейки целесообразно делать таким образом, чтобы пары щелочного металла поступали в ячейку через боковые отростки. Поэтому полагаем, что концентрация  $N$  активных частиц внутри ячейки задается температурой боковых отростков, содержащих щелочной металл, и не связана с температурой  $T$  газовой смеси внутри ячейки.

На рис. 3 показаны результаты расчетов по формуле (35) отношения прироста мощности усили-

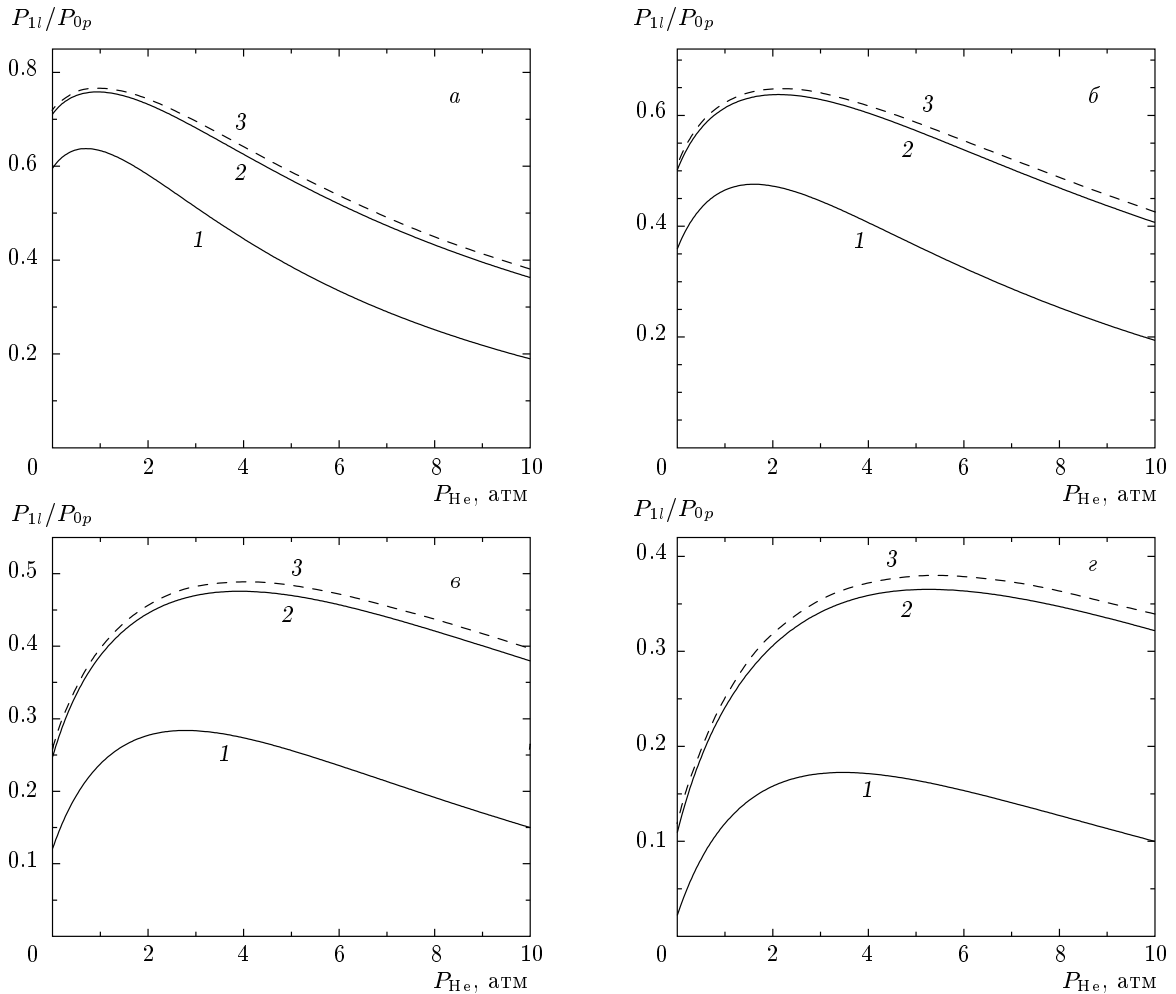
ваемого излучения к мощности излучения накачки  $P_{1l}/P_{0p}$  (эта величина характеризует эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение) в зависимости от давления буферного газа гелия  $P_{\text{He}}$  при различных значениях полуширины  $\Delta\omega$  линии излучения накачки. При расчете каждой кривой рис. 3 задавалось такое значение параметра  $Ny_0$ , при котором максимум  $P_{1l}/P_{0p}$  имеет наибольшее значение. Условие (21) применимости формулы (35) при параметрах рис. 3 выполнено (при этих параметрах  $\chi_l(1 + \chi_p + b\chi_p\chi_l)^{-1} \approx 10$ ,  $q\chi_l \gtrsim 25$ ). Из рис. 3 видно, что отношение  $P_{1l}/P_{0p}$  немонотонно зависит от  $P_{\text{He}}$  и достигает своего максимального значения при некотором определенном давлении гелия, которое увеличивается с ростом ширины линии излучения накачки. Отношение  $P_{1l}/P_{0p}$  тем больше, чем меньше ширина линии излучения накачки. Наличие зеркала, возвращающего обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки, существенно повышает эффективность работы усилителя излучения (ср. кривые 1 и 2, соответствующие значениям коэффициента отражения зеркала  $R_p = 0$  и  $R_p = 1$ ). В усилителе с зеркалом максимальное значение  $P_{1l}/P_{0p}$  достигается при более высоком давлении гелия, чем в усилителе без зеркала.

При достаточно малой полуширине линии излучения накачки  $\Delta\omega = 0.5 \text{ см}^{-1}$  эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$  достигает весьма высокого значения 0.76 (кривая 2 на рис. 3а). Эффективность снижается с ростом полуширины линии излучения накачки: при  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$  максимум отношения  $P_{1l}/P_{0p}$  равен 0.37 (кривая 2 на рис. 3з).

Отметим следующее важное обстоятельство. В правой части формулы (35) для отношения  $P_{1l}/P_{0p}$  значения тех параметров, которые зависят от температуры ( $\beta_l, q, \Gamma_p, \sigma_p(\omega_{31})$ ), слабо меняются при не слишком большом изменении температуры в ячейке  $\Delta T \ll T$ . Это хорошо видно из сравнения кривых 2 и 3 на рис. 3, для которых расчетные температуры отличаются на 20 К и выполнено условие  $Ny_0 = \text{const}$ . Небольшое увеличение  $P_{1l}/P_{0p}$  с уменьшением температуры ячейки в основном обусловлено ростом параметра  $\xi$  из формулы (6) с уменьшением температуры. Таким образом, при условии  $Ny_0 = \text{const}$  эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$  малочувствительна к температуре ячейки.

Влияние значения параметра  $Ny_0$  на отношение прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки иллюстрирует рис. 4. При отклонении параметра  $Ny_0$  от оптимального значе-





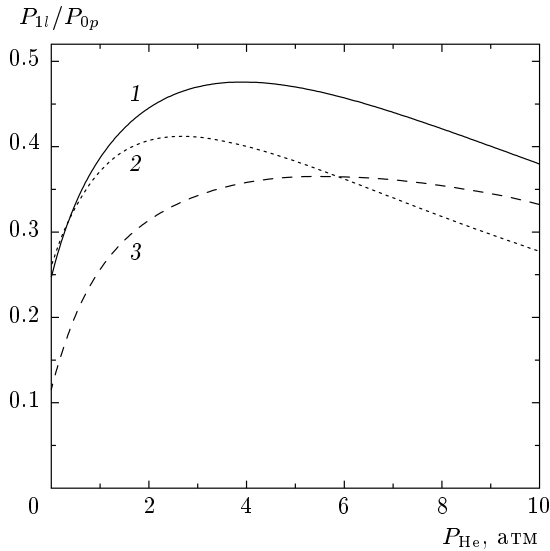
**Рис. 3.** Отношение прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки в зависимости от давления буферного газа гелия при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ;  $I_{0p1} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>,  $I_{0l} = 20$  кВт/см<sup>2</sup>,  $P_{CH_4} = 0.5$  атм,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_l = \omega_{21}$ ;  $R_p = 0$  (1), 1 (2, 3);  $T = 395$  (1, 2), 375 (3) К; *a* —  $\Delta\omega = 0.5$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 3.29 \cdot 10^{13}$  (1),  $2.34 \cdot 10^{13}$  (2, 3) см<sup>-2</sup>; *б* —  $\Delta\omega = 1$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 4.20 \cdot 10^{13}$  (1),  $3.30 \cdot 10^{13}$  (2, 3) см<sup>-2</sup>; *в* —  $\Delta\omega = 2$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 4.54 \cdot 10^{13}$  (1),  $4.20 \cdot 10^{13}$  (2, 3) см<sup>-2</sup>; *г* —  $\Delta\omega = 3$  см<sup>-1</sup>,  $Ny_0 = 4.19 \cdot 10^{13}$  (1),  $4.53 \cdot 10^{13}$  (2, 3) см<sup>-2</sup>

ния (ему соответствует кривая 1 на рис. 4) — при уменьшении (кривая 2) или увеличении (кривая 3) в два раза — эффективность работы усилителя излучения заметно снижается.

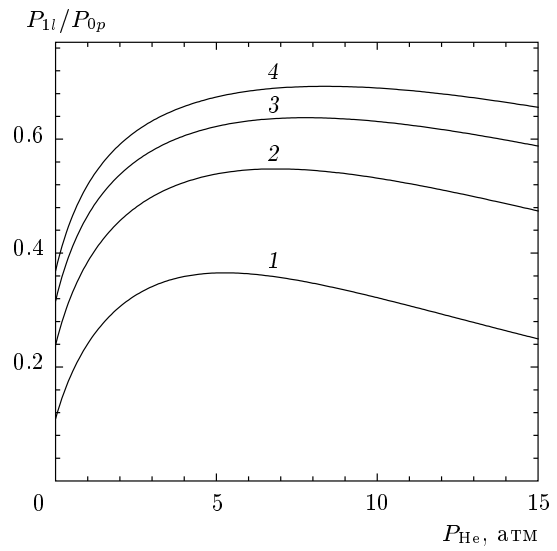
Рисунок 5 иллюстрирует влияние интенсивности излучения накачки  $I_{0p1}$  на эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$  при достаточно большой полуширине линии излучения накачки  $\Delta\omega = 3$  см<sup>-1</sup> и при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ . Эффективность повышается с ростом интенсивности излучения накачки: при  $I_{0p1} = 4$  кВт/см<sup>2</sup> максимум отношения  $P_{1l}/P_{0p}$  достигает весьма высокого значения 0.69 (кривая 4

на рис. 5), в то время как при  $I_{0p1} = 1$  кВт/см<sup>2</sup> максимум отношения  $P_{1l}/P_{0p}$  равен 0.37 (кривая 1 на рис. 5).

Здесь важно отметить следующее обстоятельство. Численный анализ показывает, что максимум отношения  $P_{1l}/P_{0p}$  определяется параметром  $I_{0p1}/\Delta\omega$  и при условии  $I_{0p1}/\Delta\omega = \text{const}$  нечувствителен к значениям  $I_{0p1}$  и  $\Delta\omega$ . Другими словами, эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение определяется спектральной интенсивностью излучения накачки  $I_{0p1}/\Delta\omega$ . К примеру, спектральная интенсивность излучения накачки одинакова для кривой 2 на рис. 3б ( $I_{0p1} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>,



**Рис. 4.** Влияние значения параметра  $Ny_0$  на отношение прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки;  $I_{0p1} = 1 \text{ кВт/см}^2$ ,  $I_{0l} = 20 \text{ кВт/см}^2$ ,  $P_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$ ,  $R_p = 1$ ,  $\Delta\omega = 2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_l = \omega_{21}$ ,  $T = 395 \text{ К}$ ,  $Ny_0 = 4.20 \cdot 10^{13}$  (1),  $2.10 \cdot 10^{13}$  (2),  $8.40 \cdot 10^{13}$  (3)  $\text{см}^{-2}$



**Рис. 5.** Влияние интенсивности излучения накачки на отношение прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ;  $R_p = 1$ ,  $T = 395 \text{ К}$ ,  $I_{0l} = 20 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ ,  $P_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_l = \omega_{21}$ ; 1 —  $I_{0p1} = 1 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 4.53 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ; 2 —  $I_{0p1} = 2 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 7.63 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ; 3 —  $I_{0p1} = 3 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 9.88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ; 4 —  $I_{0p1} = 4 \text{ кВт/см}^2$ ,  $Ny_0 = 11.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

$\Delta\omega = 1 \text{ см}^{-1}$ ) и для кривой 3 на рис. 5 ( $I_{0p1} = 3 \text{ кВт/см}^2$ ,  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ ), поэтому для этих кривых максимум отношения  $P_{1l}/P_{0p}$  одинаков и равен 0.64.

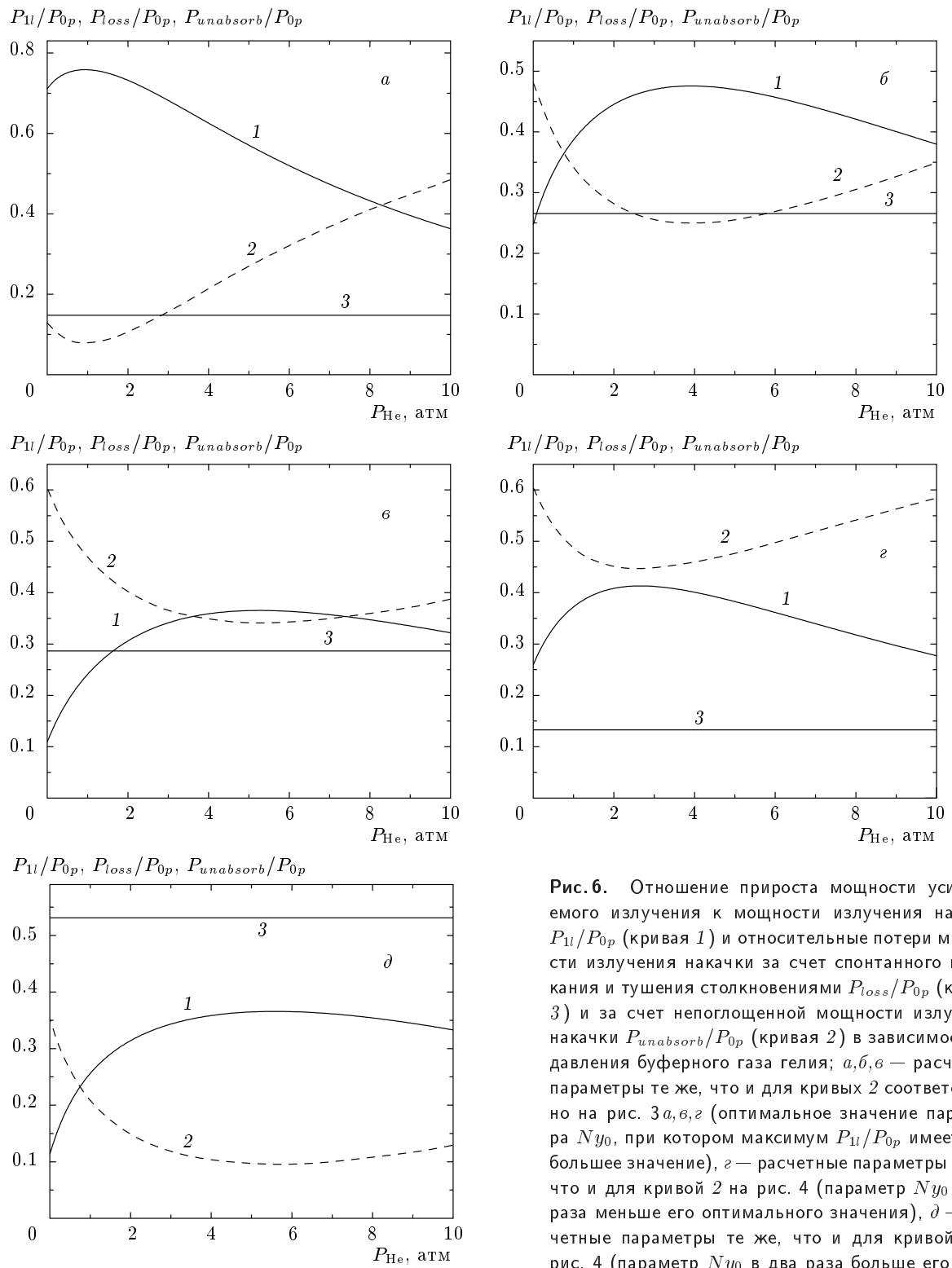
Эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$  тем выше, чем меньше относительные суммарные потери мощности излучения накачки  $(P_{unabsorb} + P_{loss})/P_{0p}$ . На рис. 6 показаны результаты расчетов величин  $P_{1l}/P_{0p}$ ,  $P_{loss}/P_{0p}$  и  $P_{unabsorb}/P_{0p}$  в зависимости от давления буферного газа гелия. Как видно из рис. 6а,б,в (расчеты для этих рисунков сделаны при оптимальном значении параметра  $Ny_0$ , при котором максимум  $P_{1l}/P_{0p}$  имеет наибольшее значение), потери мощности излучения накачки  $P_{loss}$  и  $P_{unabsorb}$  соизмеримы по величине и возрастают с увеличением полуширины  $\Delta\omega$  линии излучения накачки. Если параметр  $Ny_0$  меньше его оптимального значения, то основная потеря мощности излучения накачки приходится на непоглощенную часть мощности излучения (рис. 6г). Если же параметр  $Ny_0$  больше его оптимального значения, то основная потеря мощности излучения накачки приходится на спонтанное испускание и тушение столкновениями (рис. 6д).

### 6. ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ

Аналитические формулы (26), описывающие работу усилителя излучения, справедливы при выполнении условия (21) достаточно высокой интенсивности усиливаемого излучения и достаточно высокого давления буферного газа. Если условие (21) не выполняется, то расчет усилителя излучения можно сделать только численными методами, решив систему дифференциальных уравнений (11). Для численного решения уравнений (11) можно использовать приближенный метод, предложенный в работе [16]. Суть метода состоит в том, что в уравнениях (11) спектральная зависимость сечения поглощения излучения накачки  $\sigma_p(\omega)$  исключается путем введения эффективного сечения поглощения  $\sigma_{p\text{ef}}$ , которое определяется соотношением

$$\int_0^\infty \sigma_p(\omega) I_{0\omega p1}(\omega) d\omega = \sigma_{p\text{ef}} I_{0p1}. \quad (39)$$

Далее, проинтегрировав по частоте  $\omega$  первые два уравнения в (11), на основании (39) полагаем в них



**Рис. 6.** Отношение прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки  $P_{1l}/P_{0p}$  (кривая 1) и относительные потери мощности излучения накачки за счет спонтанного испускания и тушения столкновениями  $P_{\text{loss}}/P_{0p}$  (кривая 3) и за счет непоглощенной мощности излучения накачки  $P_{\text{unabsorb}}/P_{0p}$  (кривая 2) в зависимости от давления буферного газа гелия; *a, б, в* — расчетные параметры те же, что и для кривых 2 соответственно на рис. 3 *a, б, в* (оптимальное значение параметра  $Ny_0$ , при котором максимум  $P_{1l}/P_{0p}$  имеет наибольшее значение), *г* — расчетные параметры те же, что и для кривой 2 на рис. 4 (параметр  $Ny_0$  в два раза меньше его оптимального значения), *д* — расчетные параметры те же, что и для кривой 3 на рис. 4 (параметр  $Ny_0$  в два раза больше его оптимального значения)

$$\int_0^{\infty} \sigma_p(\omega) I_{\omega p1, \omega p2}(y, z, \omega) d\omega \approx \sigma_{pef} I_{p1, p2}(y, z). \quad (40)$$

Это позволяет избавиться в уравнениях от спектральной зависимости интенсивности излучения накачки, что радикально упрощает численное решение уравнений.

При численном решении уравнений возникает естественный вопрос о точности метода эффективного сечения поглощения. Исследуем этот вопрос, используя полученные аналитические формулы (26).

Для случая гауссовой формы спектра излучения накачки (29) с помощью (39) получаем

$$\sigma_{pef} = \sigma_p(\omega_{31}) \Phi, \quad \Phi = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2\right]}{1 + [(\omega - \omega_{31})/\Gamma_p]^2} d\omega. \quad (41)$$

Функцию  $\Phi$  можно также выразить через интеграл вероятности от комплексного аргумента  $w(\eta)$ , значения которого приведены в книгах [17, 18]:

$$\Phi = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma_p}{\Delta\omega} \operatorname{Re}[w(\eta)], \quad \eta = \frac{\Gamma_p + i(\omega_{31} - \omega_p)}{\Delta\omega}. \quad (42)$$

Легко убедиться, что в приближении эффективного сечения поглощения интенсивность излучения накачки внутри ячейки  $I_p(y)$  и прирост мощности усиливаемого излучения  $P_{1l}$  даются прежними формулами (31) и (35) при замене в них функции  $f_1(y)$  на функцию

$$f_{1ef}(y) = \exp(-q\sigma_{pef} Ny). \quad (43)$$

Параметр насыщения  $\varkappa_p(y)$  определяется прежней формулой (32) при замене в ней функции  $f_2(y)$  на функцию  $\Phi f_{1ef}(y)$ .

На рис. 7 показаны результаты расчетов по формуле (35) с точным сечением поглощения  $\sigma_p(\omega)$  и эффективным сечением поглощения отношения прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки  $P_{1l}/P_{0p}$  в зависимости от давления буферного газа гелия. Как видно из рис. 7, приближение эффективного сечения применимо при больших давлениях буферного газа. Чем меньше полуширина линии излучения накачки  $\Delta\omega$ , тем меньше давление буферного газа, при котором приближение эффективного сечения становится применимым. Так, если  $\Delta\omega = 0.5 \text{ см}^{-1}$ , то приближение дает хорошие результаты при  $P_{\text{He}} \gtrsim 1 \text{ атм}$ , а если  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ , — то при  $P_{\text{He}} \gtrsim 8 \text{ атм}$ . Анализ показывает,

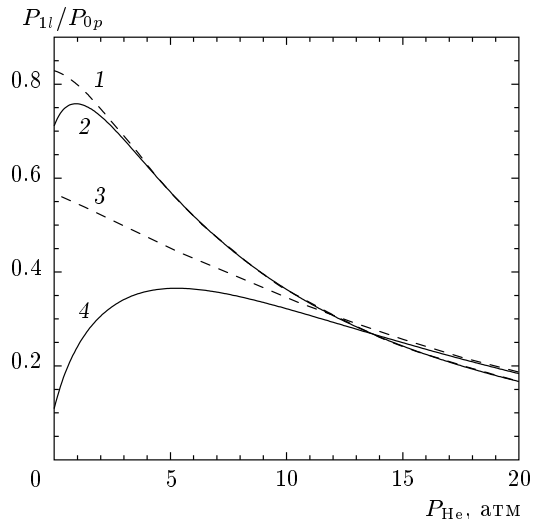


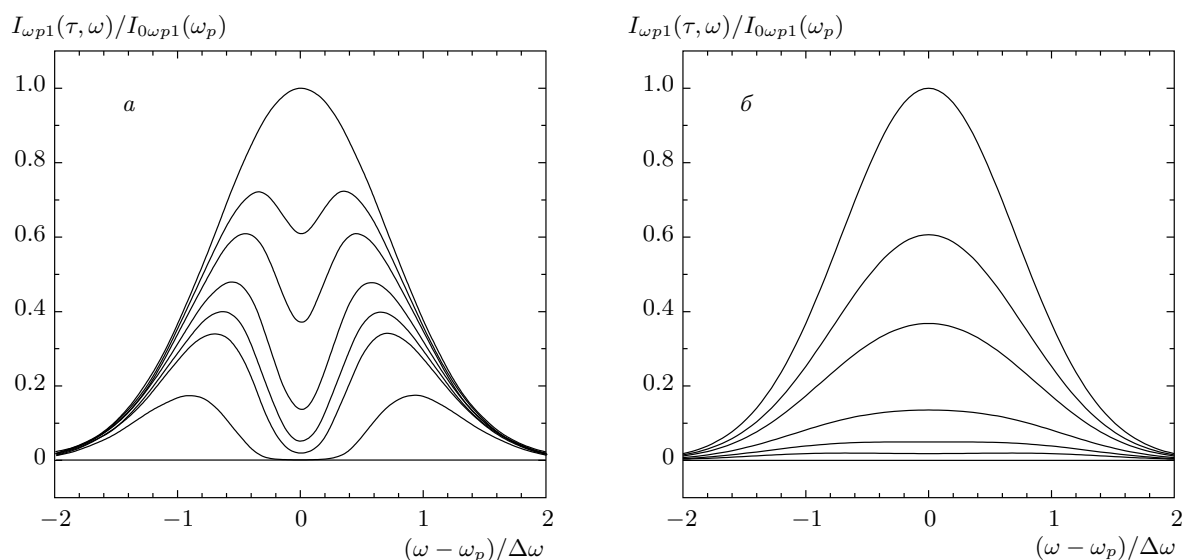
Рис. 7. Отношение прироста мощности усиливаемого излучения к мощности излучения накачки в зависимости от давления буферного газа гелия,  $I_{0p1} = 1 \text{ кВт/см}^2$ ,  $I_{0l} = 20 \text{ кВт/см}^2$ ,  $P_{\text{CH}_4} = 0.5 \text{ атм}$ ,  $R_p = 1$ ,  $T = 395 \text{ К}$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ ,  $\omega_l = \omega_{21}$ , сплошные кривые — расчет с точным сечением поглощения  $\sigma_p(\omega)$ , штриховые кривые — приближение эффективного сечения поглощения  $\sigma_{pef}$ ; кривые 1, 2 —  $\Delta\omega = 0.5 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 2.34 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ; кривые 3, 4 —  $\Delta\omega = 3 \text{ см}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 4.53 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

что приближение эффективного сечения пригодно при выполнении условия  $\Delta\omega/\Gamma_p \lesssim 1$ .

Погрешность метода эффективного сечения связана с тем, что  $\sigma_{pef}$  рассчитывается по начальному спектру излучения накачки без учета его изменения при прохождении излучения через активную среду. Изменение формы спектра зависит от отношения  $\Delta\omega/\Gamma_p$  полуширины линии излучения к однородной полуширине  $D_2$ -линии: сильное изменение при  $\Delta\omega/\Gamma_p \gg 1$  (рис. 8а) и слабое — при  $\Delta\omega/\Gamma_p \lesssim 1$  (рис. 8б). При сильном изменении формы спектра ( $\Delta\omega/\Gamma_p \gg 1$ ) приближение эффективного сечения завышает величину поглощенной мощности излучения накачки  $P_{absorb}$ . В результате оказывается завышенным расчетное значение эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение. При слабом изменении формы спектра ( $\Delta\omega/\Gamma_p \lesssim 1$ ) приближение эффективного сечения дает результаты, близкие к точным.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследован усилитель лазерного излучения на парах щелоч-



**Рис. 8.** Изменение спектра излучения накачки при прохождении через активную среду;  $P_{\text{He}} = 3$  атм,  $P_{\text{CH}_4} = 0.5$  атм,  $R_p = 0$ ,  $\omega_p = \omega_{31}$ , значения оптической толщины для монохроматического излучения  $\tau = 0, 0.5, 1, 2, 3, 4, 10$  соответствуют расположению кривых в порядке сверху вниз; *a* —  $\Delta\omega/\Gamma_p = 3.46$ ,  $\Delta\omega = 3$  см<sup>-1</sup>, *б* —  $\Delta\omega/\Gamma_p = 0.58$ ,  $\Delta\omega = 0.5$  см<sup>-1</sup>

ных металлов с поперечной диодной накачкой. Работа усилителя описывается сложной системой дифференциальных уравнений, которая в общем случае поддается решению только численными методами. Тем не менее оказалось возможным, не решая уравнения, получить практически важное соотношение (20) между интегральными характеристиками излучений, связывающее прирост мощности усиленного излучения  $P_{1l}$  с поглощенной мощностью излучения накачки  $P_{\text{absorb}}$  и потерями энергии накачки  $P_{\text{loss}}$  из-за спонтанного испускания и тушащих столкновений.

При достаточно высокой интенсивности усиливаемого излучения (21) система дифференциальных уравнений сильно упрощается и допускает аналитическое решение, которое позволяет исчерпывающе полно определить любые энергетические характеристики усилителя излучения. Расчеты по аналитическим формулам показывают, что эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{1l}/P_{0p}$  тем больше, чем меньше ширина линии излучения накачки. При достаточно малой полуширине линии излучения накачки  $\Delta\omega = 0.5$  см<sup>-1</sup> эффективность преобразования достигает значения 76% при интенсивности излучения накачки  $I_{0p1} = 1$  кВт/см<sup>2</sup>. Для минимизации относительных потерь энергии накачки на спонтанное испускание и тушение столкновениями нужно стре-

миться к более высоким интенсивностям излучения накачки. Наличие зеркала, возвращающего обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки, существенно повышает эффективность работы усилителя излучения.

Полученное аналитическое решение задачи позволило прояснить вопрос о точности приближенного метода эффективного сечения поглощения излучения накачки, применяемого для численного решения системы дифференциальных уравнений (11) [16]. Оказалось, что если отношение полуширины линии излучения к однородной полуширине  $D_2$ -линии активных атомов в ячейке удовлетворяет условию  $\Delta\omega/\Gamma_p \lesssim 1$ , то приближение эффективного сечения дает результаты, близкие к точным.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН РАН «Фундаментальная оптическая спектроскопия и ее приложения» (проект Ш.9.1) и государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (№ НШ-2979.2012.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. F. W. Krupke, Progr. Quant. Electron. **36**, 4 (2012).
2. А. М. Шалагин, УФН **181**, 1011 (2011).

3. Б. А. Глушко, М. Е. Мовсесян, Т. О. Овакимян, *Опт. и спектр.* **52**, 762 (1982).
4. С. Н. Атутов, А. И. Плеханов, А. М. Шалагин, в сб. *Тез. докл. XI конф. по когерентной и нелинейной оптике*, ч. 1, Ереванский гос. унив., Ереван (1982), с. 369.
5. С. Н. Атутов, А. И. Плеханов, А. М. Шалагин, *Опт. и спектр.* **56**, 215 (1984).
6. Z. Konefal, *Opt. Comm.* **164**, 95 (1999).
7. W. F. Krupke, US Patent No. 6643311 B2 (2003).
8. А. В. Богачев, С. Г. Гаранин, А. М. Дудов и др., *КЭ* **42**, 95 (2012).
9. NIST Atomic Spectra Database: <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>.
10. M. V. Romalis, E. Miron, and G. D. Cates, *Phys. Rev. A* **56**, 4569 (1997).
11. M. D. Rotondaro and G. P. Perram, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **57**, 497 (1997).
12. L. Krause, *Appl. Opt.* **5**, 1375 (1966).
13. E. S. Hryucyshyn and L. Krause, *Canad. J. Phys.* **48**, 2761 (1970).
14. N. D. Zamoski, W. Rudolph, G. D. Hager, and D. A. Hostutler, *J. Phys. B* **42**, 245401 (2009).
15. J. F. Sell, M. A. Gearba, B. M. Patterson et al., *J. Phys. B* **45**, 055202 (2012).
16. А. М. Комашко and J. Zweiback, *Proc. SPIE* **7581**, 75810H (2010).
17. В. Н. Фаддеева, Н. М. Терентьев, *Таблицы значений интеграла вероятности от комплексного аргумента*, Гостехиздат, Москва (1954).
18. *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган, Наука, Москва (1979).