

05

## Усилитель лазерного излучения на метастабильных атомах инертных газов с поперечной диодной накачкой

© А.И. Пархоменко, А.М. Шалагин

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН,  
630090 Новосибирск, Россия

e-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 09.03.2023 г.

В окончательной редакции 28.09.2023 г.

Принята к публикации 28.09.2023 г.

Представлен теоретический анализ усилителя излучения на основе метастабильных атомов инертных газов, возбуждаемых лазерными диодами в режиме поперечной накачки. В случае, когда усиливаемое излучение достигает достаточно высокой интенсивности, исходные уравнения допускают простое аналитическое решение, из которого легко находятся все важнейшие характеристики усилителя и оптимальные параметры как рабочей среды, так и излучения накачки, при которых обеспечивается наиболее эффективная работа усилителя.

**Ключевые слова:** усилитель лазерного излучения, диодная накачка, инертные газы, метастабильные атомы, столкновения.

DOI: 10.61011/OS.2023.09.56611.4682-23

### 1. Введение

В последнее десятилетие большое внимание исследователей привлекает изучение нового типа газовых лазеров — лазеров на метастабильных атомах инертных газов с диодной накачкой (DPRGL — Diode Pumped Rare Gas Laser) [1–17]. Повышенный интерес к таким лазерам обусловлен тем, что они теоретически могут генерировать мощное (мегаваттного уровня) непрерывное излучение. Эти лазеры по своему физическому принципу действия аналогичны лазерам на парах щелочных металлов с диодной накачкой [18–21], но имеют то преимущество, что газовая среда является химически инертной.

Для работы DPRGL используются возбужденные  $1s$ - и  $2p$ -уровни атомов Ne, Ar, Kr и Xe (в порядке возрастания энергии это четыре  $1s$ -уровня:  $1s_5, \dots, 1s_2$  и десять  $2p$ -уровней:  $2p_{10}, \dots, 2p_1$ ). Метастабильные атомы в низшем по энергии метастабильном состоянии  $1s_5$  нарабатываются с помощью электрического разряда. Работа лазера приближенно описывается трехуровневой V-схемой (учитываются только уровни  $1s_5, 2p_{10}, 2p_9$ ) [3]. Излучение диодов накачки резонансно поглощается из метастабильного состояния  $1s_5$  в возбужденное состояние  $2p_9$ . При достаточно высоком давлении буферного газа столкновительные переходы между уровнями  $2p_9$  и  $2p_{10}$  приводят к эффективному заселению уровня  $2p_{10}$ , в результате чего создается инверсия населенностей между уровнями  $2p_{10}$  и  $1s_5$  и возникает лазерная генерация на частоте перехода  $2p_{10}-1s_5$ .

Первые теоретические оценки эффективности работы DPRGL были сделаны в работе [3] на основе трехуровневой модели активных частиц. Позднее в работе [6] бы-

ла предложена пятиуровневая модель описания работы DPRGL (учитываются уровни  $1s_5, 1s_4, 2p_{10}, 2p_9, 2p_8$ ). По сравнению с трехуровневой пятиуровневая модель активных частиц в большей степени соответствует реальной структуре энергетических уровней возбужденных атомов инертных газов и позволяет более точно рассчитать работу DPRGL.

Максимальная мощность излучения DPRGL, достигнутая к настоящему времени, составляет 4.1 W (непрерывный лазер на метастабильных атомах Ar с продольной диодной накачкой) [8]. Для существенного увеличения выходной мощности требуется масштабирование процесса. Для масштабирования мощности излучения лазера наиболее подходящей является конфигурация с поперечной накачкой, при которой возможно обеспечить высокую мощность излучения за счет большой длины активной среды. Теоретически для DPRGL с поперечной диодной накачкой выходная мощность лазерного излучения может достигать нескольких десятков киловатт при длине активной среды около 20 см [17].

Другим (по сравнению с одним генератором) способом масштабирования мощности DPRGL является использование конфигурации усилителя мощности задающего генератора. Задающий генератор создает когерентное излучение, а оптический усилитель используется для увеличения мощности излучения при сохранении его заданных свойств. Использование усилителя в качестве отдельного блока позволяет избежать излишнего увеличения интенсивности излучения внутри резонатора лазера и снизить тепловой эффект мощных лазеров.

В настоящей статье в рамках пятиуровневой схемы разработан аналитический метод расчета энергетических характеристик усилителя лазерного излучения на

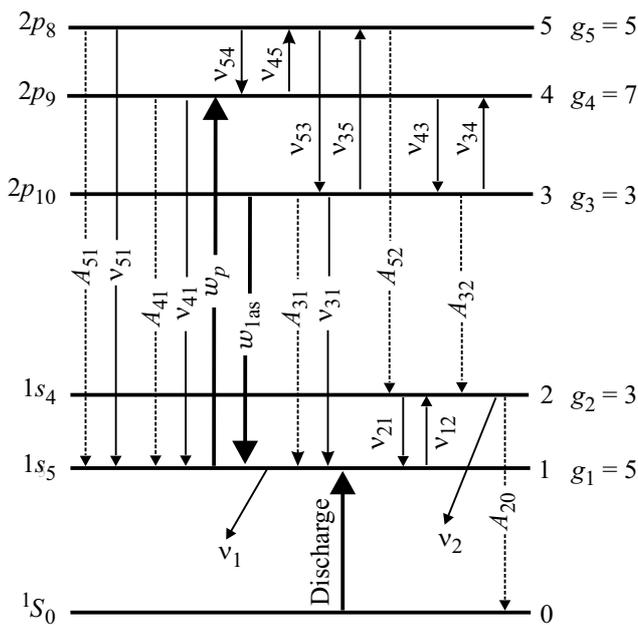


Рис. 1. Схема рабочих уровней и переходов в атомах инертных газов.

длиной  $z_0$ , шириной  $y_0$  и высотой  $x_0$ . Излучение диодов накачки распространяется в ячейке вдоль оси  $y$  и отражается обратно на второй проход боковым зеркалом с коэффициентом отражения  $R_p$ . Усиливается лазерное излучение распространяется в ячейке в направлении оси  $z$ . Для простоты будем полагать, что на входе в ячейку излучение накачки и усиливается излучение имеют однородное распределение интенсивности. Вследствие этого можно считать, что распределение интенсивности усиливается излучения внутри ячейки однородно вдоль оси  $x$ .

Уравнения, описывающие поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения, имеют вид

$$\frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} = \mp \left[ N_1(y, z) - \frac{g_1}{g_4} N_4(y, z) \right] \times \sigma_p(\omega) I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega),$$

$$\frac{\partial I_{\text{las}}(y, z)}{\partial z} = \left[ N_3(y, z) - \frac{g_3}{g_1} N_1(y, z) \right] \sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}}) I_{\text{las}}(y, z). \quad (1)$$

Здесь  $I_{\omega p}^{+}(y, z, \omega)$  и  $I_{\omega p}^{-}(y, z, \omega)$  — спектральные плотности интенсивности излучения накачки на частоте  $\omega$ , распространяющегося вдоль и против оси  $y$ ;  $I_{\text{las}}(y, z)$  — интенсивность усиливается лазерного излучения;  $N_i(y, z)$  — населенность уровня  $i$ . Сечение  $\sigma_p(\omega)$  поглощения излучения накачки и сечение  $\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})$  вынужденного излучения с испусканием фотона с частотой  $\omega_{\text{las}}$  находятся по формулам

$$\sigma_p(\omega) = \frac{g_4 \lambda_p^2 A_{41}}{g_1 4\pi} \frac{\Gamma_p}{\Gamma_p^2 + (\omega - \omega_{41})^2},$$

$$\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}}) = \frac{\lambda_{\text{las}}^2 A_{31}}{4\pi} \frac{\Gamma_{\text{las}}}{\Gamma_{\text{las}}^2 + (\omega_{\text{las}} - \omega_{31})^2},$$

$$\Gamma_p = A_{41}/2 + \gamma_{41}, \quad \Gamma_{\text{las}} = (A_{31} + A_{32})/2 + \gamma_{31}, \quad (2)$$

где  $\lambda_p$  и  $\lambda_{\text{las}}$  — длины волн излучения накачки и усиливается излучения;  $A_{ki}$  — скорости спонтанного испускания для переходов  $k-i$ ;  $\omega_{31}$  и  $\omega_{41}$  — частоты переходов 3-1 и 4-1;  $\gamma_{31}$  и  $\gamma_{41}$  — ударные полуширины линий переходов 3-1 и 4-1. Дифференциальные уравнения (1) дополняются тремя граничными условиями (при  $z=0, y=0, y=y_0$ ):

$$I_{\text{las}}(y, 0) = I_{0\text{las}},$$

$$I_{\omega p}^{+}(0, z, \omega) = I_{0\omega p}(\omega),$$

$$I_{\omega p}^{-}(y_0, z, \omega) = R_p I_{\omega p}^{+}(y_0, z, \omega). \quad (3)$$

Балансные уравнения для населенностей уровней имеют следующий вид:

$$\frac{dN_5}{dt} = 0 = -\Gamma_5 N_5(y, z) + v_{45} N_4(y, z) + v_{35} N_3(y, z),$$

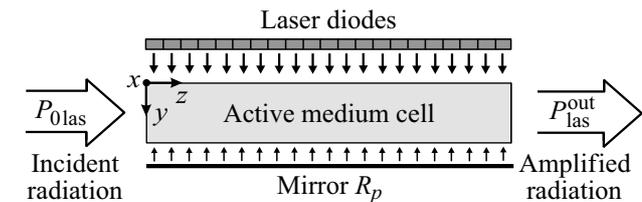


Рис. 2. Схема усилителя лазерного излучения на метастабильных атомах инертных газов с поперечной диодной накачкой.

метастабильных атомах инертных газов с поперечной диодной накачкой.

## 2. Моделирование работы усилителя

Для расчета энергетических характеристик усилителя лазерного излучения на метастабильных атомах инертных газов (DPRGA — Diode Pumped Rare Gas Amplifier) будем использовать пятиуровневую модель активных частиц [6,7] (рис. 1). На рис. 1 уровни атомов для упрощения записи обозначены цифрами, также указаны статистические веса уровней:  $g_1=5, g_2=3, g_3=3, g_4=7, g_5=5$ . На рис. 1 штриховыми и тонкими прямыми стрелками обозначены процессы спонтанного излучения и процессы столкновительной релаксации соответственно, толстыми прямыми стрелками обозначены процессы накачки и генерации.

Рассмотрим работу DPRGA с поперечной диодной накачкой. Принципиальная схема DPRGA показана на рис. 2. Объем ячейки заполнен метастабильными атомами инертного газа и буферным газом. Полагаем, что ячейка имеет форму прямоугольного параллелепипеда

$$\begin{aligned}
\frac{dN_4}{dt} = 0 &= w_p(y, z) \left[ N_1(y, z) - \frac{g_1}{g_4} N_4(y, z) \right] \\
&\quad - \Gamma_4 N_4(y, z) + \nu_{54} N_5(y, z) + \nu_{34} N_3(y, z), \\
\frac{dN_3}{dt} = 0 &= -w_{\text{las}}(y, z) \left[ N_3(y, z) - \frac{g_3}{g_1} N_1(y, z) \right] \\
&\quad - \Gamma_3 N_3(y, z) + \nu_{43} N_4(y, z) + \nu_{53} N_5(y, z), \\
\frac{dN_2}{dt} = 0 &= -\Gamma_2 N_2(y, z) + A_{52} N_5(y, z) \\
&\quad + A_{32} N_3(y, z) + \nu_{12} N_1(y, z), \\
N_1(y, z) + N_2(y, z) + N_3(y, z) \\
&\quad + N_4(y, z) + N_5(y, z) = N, \quad (4)
\end{aligned}$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned}
\Gamma_2 &= A_{20} + \nu_{21} + \nu_2, \\
\Gamma_3 &= A_{31} + A_{32} + \nu_{31} + \nu_{34} + \nu_{35}, \\
\Gamma_4 &= A_{41} + \nu_{41} + \nu_{43} + \nu_{45}, \\
\Gamma_5 &= A_{51} + A_{52} + \nu_{51} + \nu_{53} + \nu_{54}. \quad (5)
\end{aligned}$$

Здесь  $\nu_{ki}$  — частоты неупругих столкновительных переходов между уровнями по каналам  $k \rightarrow i$ ;  $\nu_2$  — частота ухода с уровня 2 в результате образования эксимеров;  $\Gamma_i$  ( $i = 2, 3, 4, 5$ ) — полная частота ухода с уровня  $i$  в результате спонтанного испускания и столкновений;  $N$  — полная концентрация активных атомов на всех пяти уровнях (устанавливается как константа). Вероятности  $w_{\text{las}}(y, z)$  и  $w_p(y, z)$  вынужденных переходов под действием усиливаемого лазерного излучения и излучения накачки находятся по формулам

$$\begin{aligned}
w_{\text{las}}(y, z) &= \frac{\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})}{\hbar\omega_{\text{las}}} I_{\text{las}}(y, z), \\
w_p(y, z) &= \int_0^{\infty} \frac{\sigma_p(\omega)}{\hbar\omega_p} I_{\omega p}(y, z, \omega) d\omega, \\
I_{\omega p}(y, z, \omega) &= I_{\omega p}^+(y, z, \omega) + I_{\omega p}^-(y, z, \omega), \quad (6)
\end{aligned}$$

где  $\omega_p$  — центральная частота широкополосного излучения накачки,  $I_{\omega p}(y, z, \omega)$  — полная спектральная плотность интенсивности излучения накачки внутри ячейки. Частоты  $\nu_{ki}$  и  $\nu_{ik}$  прямых и обратных столкновительных переходов между уровнями  $k$  и  $i$  в соответствии с принципом детального равновесия связаны между собой соотношением

$$\nu_{ik} = \nu_{ki} \frac{g_k}{g_i} \exp\left(-\frac{E_k - E_i}{k_B T}\right), \quad (7)$$

где  $E_k$  и  $E_i$  — энергии верхнего ( $k$ ) и нижнего ( $i$ ) уровней,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

Из системы уравнений (4) находим входящие в дифференциальные уравнения (1) разности населенностей,

определяющие поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения:

$$\begin{aligned}
N_1(y, z) - \frac{g_1}{g_4} N_4(y, z) &= N \frac{q\kappa_{\text{las}} + \delta}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}, \\
N_3(y, z) - \frac{g_3}{g_1} N_1(y, z) &= N \frac{a\kappa_p - \alpha_2\delta}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}, \quad (8)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
a &= \frac{\Gamma_2}{K_1} [\Gamma_5(\nu_{43} - \alpha_1\alpha_2\Gamma_3) + \nu_{53}(\nu_{45} + \alpha_1\alpha_2\nu_{35})], \\
q &= \frac{\Gamma_2}{K_2} [\Gamma_5(\Gamma_4 - \alpha_1\alpha_2\nu_{34}) - \nu_{54}(\nu_{45} + \alpha_1\alpha_2\nu_{35})], \\
\delta &= \frac{\Gamma_2}{\Gamma_2 + \nu_{12}}, \quad b = \frac{K_0 K_3}{K_1 K_2}, \quad \alpha_1 = \frac{g_1}{g_4}, \quad \alpha_2 = \frac{g_3}{g_1}, \\
K_0 &= (\Gamma_2 + \nu_{12}) [\Gamma_5(\Gamma_3\Gamma_4 - \nu_{34}\nu_{43}) \\
&\quad - \nu_{35}(\Gamma_4\nu_{53} + \nu_{43}\nu_{54}) - \nu_{45}(\Gamma_3\nu_{54} + \nu_{34}\nu_{53})], \\
K_1 &= \Gamma_5 \{ \Gamma_2 [(1 + \alpha_1)\Gamma_3 + \nu_{43}] + \alpha_1\nu_{12}\Gamma_3 + \nu_{43}A_{32} \} + \\
&\quad + \nu_{45} [\Gamma_2(\Gamma_3 + \nu_{53}) + \nu_{53}A_{32} + \Gamma_3A_{52}] \\
&\quad + \nu_{35} \{ \Gamma_2[\nu_{43} - (1 + \alpha_1)\nu_{53}] + \nu_{43}A_{52} - \alpha_1\nu_{12}\nu_{53} \}, \\
K_2 &= \Gamma_5 \{ \Gamma_4 [(1 + \alpha_2)\Gamma_2 + \alpha_2A_{32} + \nu_{12}] + \alpha_2\nu_{34}\Gamma_2 \} \\
&\quad + \nu_{45} \{ \alpha_2\nu_{34}(\Gamma_2 + A_{52}) - \nu_{54}[\nu_{12} + (1 + \alpha_2)\Gamma_2 + \alpha_2A_{32}] \} \\
&\quad + \alpha_2\nu_{35} [\Gamma_4(\Gamma_2 + A_{52}) + \nu_{54}\Gamma_2], \\
K_3 &= \Gamma_5 [(1 + \alpha_1 + \alpha_1\alpha_2)\Gamma_2 + \alpha_1(\nu_{12} + \alpha_2A_{32})]. \quad (9)
\end{aligned}$$

Безразмерные величины  $\kappa_p \equiv \kappa_p(y, z)$  и  $\kappa_{\text{las}} \equiv \kappa_{\text{las}}(y, z)$ , определенные формулами

$$\kappa_p = \frac{w_p(y, z)}{\beta_p}, \quad \kappa_{\text{las}} = \frac{w_{\text{las}}(y, z)}{\beta_{\text{las}}}, \quad \beta_p = \frac{K_0}{K_1}, \quad \beta_{\text{las}} = \frac{K_0}{K_2}, \quad (10)$$

имеют смысл параметров насыщения: они характеризуют степень выравнивания населенностей на переходах 4–1 и 3–1 в отсутствие второго поля.

Дифференциальные уравнения (1), описывающие работу усилителя лазерного излучения, с помощью формул (8) приводятся к следующему окончательному виду:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{\partial y} &= \mp \frac{(q\kappa_{\text{las}} + \delta)N\sigma_p(\omega)I_{\omega p}^{\pm}(y, z, \omega)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}, \\
\frac{\partial I_{\text{las}}(y, z)}{\partial z} &= \frac{(a\kappa_p - \alpha_2\delta)N\sigma_{\text{las}}(\omega_{\text{las}})I_{\text{las}}(y, z)}{1 + \kappa_p + \kappa_{\text{las}} + b\kappa_p\kappa_{\text{las}}}. \quad (11)
\end{aligned}$$

Из последнего уравнения в (11) следует, что усиление излучения может возникнуть только при выполнении условия  $a\kappa_p > \alpha_2\delta$ . Для эффективной работы усилителя нужно стремиться к выполнению условия  $a\kappa_p \gg \alpha_2\delta$ , которое можно представить в виде двух условий

$$\nu_{43} \gg A_{31} + A_{32} + \nu_{31}, \quad \kappa_p \gg 1. \quad (12)$$

Первое условие в (12) выполняется при достаточно высоком давлении буферного газа (несколько сотен торр и выше) и означает, что из-за частых столкновительных переходов между возбужденными уровнями 4 и 3 за время, меньшее времени жизни этих уровней, успевает установиться равновесное больцмановское распределение населенностей. Второе условие в (12) выполняется при достаточно высокой спектральной плотности интенсивности излучения накачки.

### 3. Аналитическое решение задачи в случае высокой интенсивности усиливаемого излучения

Система дифференциальных уравнений (11) в общем виде не имеет аналитического решения и может быть решена только численными методами. Однако в случае достаточно высокой интенсивности усиливаемого излучения, а именно при выполнении условий

$$\kappa_{\text{las}} \gg \frac{1 + \kappa_p}{1 + b\kappa_p}, \quad \frac{\delta}{q}, \quad b\kappa_p \lesssim 1 \quad (13)$$

уравнения (11) существенно упрощаются и допускают простое аналитическое решение. В рабочей среде усилителя величина  $\delta/q$  обычно равна нескольким единицам (например, для метастабильных атомов Ag в буферном газе He величина  $\delta/q = 2-3$ ). Поскольку эффективная работа усилителя достигается при  $\kappa_p \gg 1$ , то первое условие в (13) фактически сводится к требованию  $\kappa_{\text{las}} \gg \kappa_p$ . В условиях (12) эффективной работы усилителя коэффициент  $b$  всегда много меньше единицы (по порядку величины  $b \sim (A_{31} + A_{32} + \nu_{31})/\nu_{43} \ll 1$ ). Ввиду малости коэффициента  $b$  будем полагать, что величина  $b\kappa_p$  ограничена сверху условием  $b\kappa_p \lesssim 1$ .

В условиях (13) система дифференциальных уравнений (11) сильно упрощается и принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_{\omega p}^{\pm}(y, \omega)}{\partial y} &= \mp qN\sigma_p(\omega) \frac{I_{\omega p}^{\pm}(y, \omega)}{1 + b\kappa_p(y)}, \\ \frac{\partial I_{\text{las}}(y, z)}{\partial z} &= N\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - \alpha_2\delta}{1 + b\kappa_p(y)}, \end{aligned} \quad (14)$$

где параметр насыщения  $\kappa_p$  определяется выражением

$$\kappa_p(y) = \frac{1}{\beta_p\hbar\omega_p} \int_0^{\infty} \sigma_p(\omega) [I_{\omega p}^+(y, \omega) + I_{\omega p}^-(y, \omega)] d\omega. \quad (15)$$

Решение последнего уравнения в (14) для интенсивности усиливаемого излучения, удовлетворяющего граничным условиям (3), имеет простой вид

$$I_{\text{las}}(y, z) = I_{0\text{las}} + Nz\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - \alpha_2\delta}{1 + b\kappa_p(y)}. \quad (16)$$

Как видим, в условиях (13) интенсивность усиливаемого излучения внутри ячейки линейно зависит от  $z$ . Такая

зависимость говорит о том, что при прохождении мощного сигнала через усилитель инверсия населенностей в активной среде снимается практически полностью.

Интенсивность  $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y)$  выходного лазерного излучения определяется выражением  $I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) = I_{\text{las}}(y, z_0)$  и дается формулой

$$I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) = I_{0\text{las}} + Nz_0\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \frac{a\kappa_p(y) - \alpha_2\delta}{1 + b\kappa_p(y)}. \quad (17)$$

Видна линейная зависимость интенсивности выходного излучения от длины ячейки  $z_0$ . Полная мощность  $P_{\text{las}}^{\text{out}}$  выходного лазерного излучения определяется как интеграл от интенсивности по поперечному сечению ячейки:

$$\begin{aligned} P_{\text{las}}^{\text{out}} &= x_0 \int_0^{y_0} I_{\text{las}}^{\text{out}}(y) dy = \\ &= P_{0\text{las}} + Nx_0z_0\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}} \int_0^{y_0} \frac{a\kappa_p(y) - \alpha_2\delta}{1 + b\kappa_p(y)} dy, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $P_{0\text{las}} = x_0y_0I_{0\text{las}}$  — мощность входного лазерного излучения.

Параметр насыщения  $\kappa_p(y)$ , входящий в выражения (16)–(18), найдем из первых двух уравнений для  $I_{\omega p}^{\pm}(y, \omega)$  в (14). Систему из двух дифференциальных уравнений будем решать методом последовательных приближений по малому параметру  $b\kappa_p$ . В нулевом приближении (при  $b = 0$ ) первые два уравнения в (14) принимают вид

$$\frac{\partial I_{\omega p}^{\pm(0)}(y, \omega)}{\partial y} = \mp qN\sigma_p(\omega) I_{\omega p}^{\pm(0)}(y, \omega). \quad (19)$$

Решение этих уравнений, удовлетворяющее граничным условиям (3), дается выражениями

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

$$I_{\omega p}^{-(0)}(y, \omega) = R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp[-q\sigma_p(\omega)N(2y_0 - y)]. \quad (20)$$

В следующем приближении первые два уравнения в (14) принимают вид

$$\frac{\partial I_{\omega p}^{\pm(1)}(y, \omega)}{\partial y} = \mp \frac{qN\sigma_p(\omega)I_{\omega p}^{\pm(1)}(y, \omega)}{1 + b\kappa_p^{(0)}(y)}, \quad (21)$$

где начальное приближенное значение параметра насыщения  $\kappa_p^{(0)}$  дается формулой (15) при замене в ней  $I_{\omega p}^{\pm}(y, \omega)$  на  $I_{\omega p}^{\pm(0)}(y, \omega)$ . Решение уравнений (21), удовлетворяющее граничным условиям (3), дается следующими выражениями:

$$I_{\omega p}^{+(1)}(y, \omega) = I_{0\omega p}(\omega) \exp\{-qN\sigma_p(\omega)\varphi(y)\},$$

$$I_{\omega p}^{-(1)}(y, \omega) = R_p I_{0\omega p}(\omega) \exp\{qN\sigma_p(\omega)[\varphi(y) - 2\varphi(y_0)]\},$$

$$\varphi(y) = \int_0^y \frac{dy}{1 + b\chi_p^{(0)}(y)}. \quad (22)$$

За окончательное выражение для параметра насыщения  $\chi_p$  примем выражение

$$\chi_p(y) \equiv \chi_p^{(1)}(y) = \frac{1}{\beta_p \hbar \omega_p} \int_0^\infty \sigma_p(\omega) \times [I_{\omega_p}^{+(1)}(y, \omega) + I_{\omega_p}^{-(1)}(y, \omega)] d\omega, \quad (23)$$

в котором спектральные плотности интенсивности излучения накачки определяются соотношениями (22).

#### 4. Анализ работы усилителя

Для конкретных расчетов по приведенным выше формулам энергетических характеристик усилителя необходимо задать спектральную плотность интенсивности входного излучения диодов накачки. Будем полагать, что на входе в ячейку спектр излучения накачки имеет гауссову форму

$$I_{0\omega_p}(\omega) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2\right] \quad (24)$$

с полушириной  $\Delta\omega$  (на высоте  $1/e$ ),  $I_{0p}$  — полная интенсивность входного излучения диодов накачки.

Из соотношений (22) и (24) для полной спектральной плотности интенсивности излучения накачки внутри ячейки, определяемой как  $I_{\omega_p}(y, \omega) = I_{\omega_p}^{+(1)}(y, \omega) + I_{\omega_p}^{-(1)}(y, \omega)$ , получаем выражение

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

$$g(\omega, y) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + qN\sigma_p(\omega)\varphi(y). \quad (25)$$

Для параметра насыщения  $\chi_p^{(0)}(y)$ , входящего в формулу для функции  $\varphi(y)$  в (22), получаем соотношение

$$\chi_p^{(0)}(y) = \frac{\sigma_p(\omega_{41})I_{0p}}{\beta_p \hbar \omega_p} [f_2(y) + R_p f_2(2y_0 - y)],$$

$$f_2(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_0^\infty \frac{\exp[-g_0(\omega, y)]}{1 + [(\omega - \omega_{41})/\Gamma_p]^2} d\omega,$$

$$g_0(\omega, y) = \left(\frac{\omega - \omega_p}{\Delta\omega}\right)^2 + q\sigma_p(\omega)Ny. \quad (26)$$

Полная интенсивность излучения накачки внутри ячейки  $I_p(y) = \int_0^\infty I_{\omega_p}(y, \omega) d\omega$  находится с помощью (25):

$$I_p(y) = \frac{I_{0p}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega} \int_0^\infty \{ \exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[g(\omega, y) - 2g(\omega, y_0)] \} d\omega. \quad (27)$$

Параметр насыщения  $\chi_p(y)$  в рассматриваемых условиях определяется как

$$\chi_p(y) = \frac{\sigma_p(\omega_{41})I_{0p}}{\sqrt{\pi}\Delta\omega\beta_p\hbar\omega_p} \times \int_0^\infty \frac{\exp[-g(\omega, y)] + R_p \exp[g(\omega, y) - 2g(\omega, y_0)]}{1 + [(\omega - \omega_{41})/\Gamma_p]^2} d\omega. \quad (28)$$

С помощью (18) находим отношение прироста мощности излучения в усилителе  $P_{\text{las}}^{\text{inc}} = P_{\text{las}}^{\text{out}} - P_{0\text{las}}$  к мощности излучения накачки  $P_{0p} = x_0 z_0 I_{0p}$  (это отношение характеризует эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение):

$$\frac{P_{\text{las}}^{\text{inc}}}{P_{0p}} = \frac{N\beta_{\text{las}}\hbar\omega_{\text{las}}}{I_{0p}} \int_0^{y_0} \frac{a\chi_p(y) - \alpha_2\delta}{1 + b\chi_p(y)} dy. \quad (29)$$

Проведем конкретные расчеты энергетических характеристик усилителя излучения. Пусть в качестве активной среды в усилителе используются метастабильные атомы аргона, а буферным газом является гелий. Буферный газ используется для осуществления эффективного столкновительного перемешивания между уровнями 4 и 3 в активных атомах и для увеличения ширины линии перехода 4–1 с целью обеспечения наиболее эффективного использования широкополосного излучения накачки.

Зададим исходные данные для численного расчета характеристик усилителя. Для атомов Ar, согласно данным сайта NIST [22], длины волн переходов  $\lambda_{31} = 912.3 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{41} = 811.5 \text{ nm}$ , разности энергий уровней  $\Delta E_{21} = 606.8 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Delta E_{43} = 1360.7 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Delta E_{53} = 1515.2 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\Delta E_{54} = 154.5 \text{ cm}^{-1}$ , скорости спонтанного испускания  $A_{31} = 1.89 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{32} = 5.4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{41} = 3.3 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{51} = 9.3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{52} = 2.15 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_{20} = 1.32 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ . Из-за большой концентрации атомов Ar в активной среде (концентрация Ar обычно больше  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) происходит пленение излучения на переходе 2–0 ( $1s_4 - {}^1S_0$ ). Влияние пленения излучения будем учитывать путем введения эффективной вероятности радиационного перехода  $2 \rightarrow 0$ , приняв значение  $A_{20} = 5.7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  [6,12,23].

Коэффициенты ударного уширения (полуширина на полувысоте) линий переходов 3–1 и 4–1 для Ar в Ar и He следующие [3,24,25]:  $\gamma_{31}^{\text{Ar-Ar}} = 4.8 \text{ MHz/Torr}$ ,  $\gamma_{31}^{\text{Ar-He}} = 8.5 \text{ MHz/Torr}$ ,  $\gamma_{41}^{\text{Ar-Ar}} = 8.7 \text{ MHz/Torr}$ ,  $\gamma_{41}^{\text{Ar-He}} = 10.9 \text{ MHz/Torr}$ .

Для нахождения частот столкновений  $\nu_{ki}$ , описывающих неупругие столкновительные переходы между уровнями по каналам  $k \rightarrow i$ , использовалось выражение

$$\nu_{ki} = k_{ki}^{\text{Ar}} N_{\text{Ar}} + k_{ki}^{\text{He}} N_{\text{He}},$$

где  $N_{\text{Ar}}$  и  $N_{\text{He}}$  — концентрации атомов Ar и He,  $k_{ki}^{\text{Ar}}$  и  $k_{ki}^{\text{He}}$  — константы скоростей столкновительных переходов по каналам  $k \rightarrow i$  при столкновении активных частиц с атомами Ar и He соответственно. Константы скоростей столкновительных переходов при температуре  $T = 300$  К таковы [6,12]:

$$\begin{aligned} k_{21}^{\text{Ar}} &= 1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{21}^{\text{He}} &= 1.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}, \\ k_{31}^{\text{Ar}} &= 6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{31}^{\text{He}} &= 5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s}, \\ k_{41}^{\text{Ar}} &= 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{41}^{\text{He}} &= 2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}, \\ k_{51}^{\text{Ar}} &= 1.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{51}^{\text{He}} &= 1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}, \\ k_{43}^{\text{Ar}} &= 2.6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{43}^{\text{He}} &= 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}, \\ k_{53}^{\text{Ar}} &= 1.1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{53}^{\text{He}} &= 4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}, \\ k_{54}^{\text{Ar}} &= 1.1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}, & k_{54}^{\text{He}} &= 4.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}. \end{aligned}$$

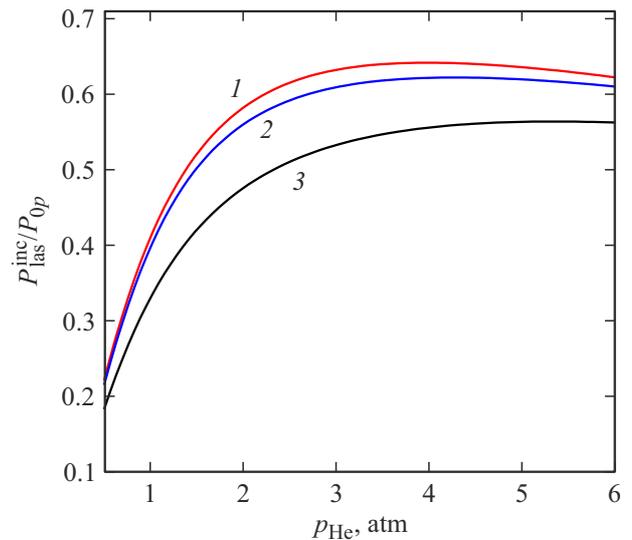
Для нахождения частоты  $\nu_2$  ухода с уровня 2 в результате образования эксимеров использовалась формула

$$\nu_2 = k_2^{\text{He}} N_{\text{Ar}} N_{\text{He}} + k_2^{\text{Ar}} N_{\text{Ar}}^2$$

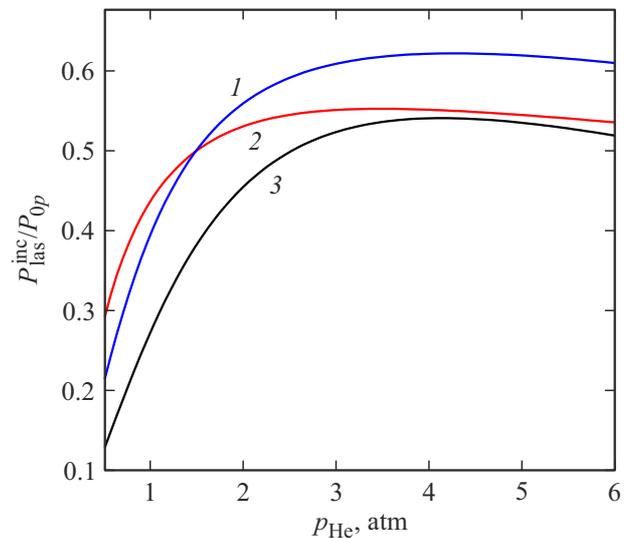
со следующими значениями констант скоростей образования эксимеров при температуре  $T = 300$  К [26]:  $k_2^{\text{He}} = 0.48 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$ ,  $k_2^{\text{Ar}} = 0.95 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$ .

Далее при численном расчете характеристик усилителя полагаем, что частоты волн излучения накачки и усиливаемого излучения совпадают с частотами переходов 4–1 и 3–1:  $\omega_p = \omega_{41}$ ,  $\omega_{\text{las}} = \omega_{31}$ .

На рис. 3 представлены зависимости от давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  отношения прироста мощности излучения в усилителе к мощности излучения накачки  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  при различных полуширинах  $\Delta\omega$  спектра излучения накачки. Нами принято, что давление газа аргона  $p_{\text{Ar}}$  равно 20 Торр. При расчете каждой кривой на рис. 3 задавалось оптимальное значение параметра  $Ny_0$  (число активных атомов в столбе газа единичного поперечного сечения высотой  $y_0$ ), при котором максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  как функции  $p_{\text{He}}$  является наибольшим. При параметрах, соответствующих рис. 3, условия (13) применимости полученных аналитических формул выполнены. Из рис. 3 видно, что с ростом полуширины  $\Delta\omega$  спектра излучения накачки оптимальное значение параметра  $Ny_0$  монотонно увеличивается, а эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  монотонно уменьшается: при  $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.5 \text{ cm}^{-1}$  максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  достигает значения 0.64 при  $p_{\text{He}} = 3.9 \text{ atm}$  и  $Ny_0 = 3.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (кривая 1), в то время как при  $\Delta\omega/(2\pi c) = 2 \text{ cm}^{-1}$  максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  равен 0.56 при  $p_{\text{He}} = 5.3 \text{ atm}$  и  $Ny_0 = 5.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (кривая 3). Отметим здесь, что при рассматриваемых давлениях буферного газа гелия ( $p_{\text{He}} = 0.5\text{--}6 \text{ atm}$ ) концентрация атомов на метастабильном уровне  $1s_5$  в отсутствие излучения накачки  $N_{1s_5}$  близка по величине



**Рис. 3.** Зависимости эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  от давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ,  $T = 300$  К,  $I_{0p} = 1 \text{ kW/cm}^2$ ,  $I_{0\text{las}} = 1 \text{ kW/cm}^2$ ,  $p_{\text{Ar}} = 20 \text{ Torr}$ ,  $R_p = 1$  и различных полуширинах спектра излучения накачки:  $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 3.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (1);  $\Delta\omega/(2\pi c) = 1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (2);  $\Delta\omega/(2\pi c) = 2 \text{ cm}^{-1}$ ,  $Ny_0 = 5.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (3).



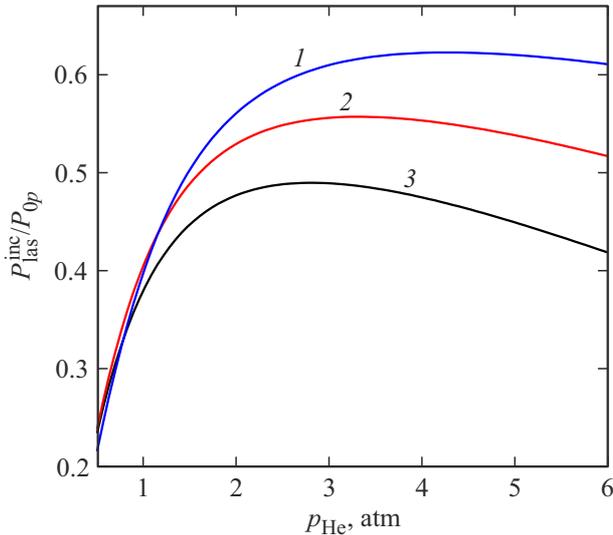
**Рис. 4.** Зависимости эффективности преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  от давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  при  $T = 300$  К,  $I_{0p} = 1 \text{ kW/cm}^2$ ,  $\Delta\omega/(2\pi c) = 1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $I_{0\text{las}} = 1 \text{ kW/cm}^2$ ,  $p_{\text{Ar}} = 20 \text{ Torr}$ ,  $R_p = 1$  и  $Ny_0 = 4.4 \cdot 10^{13}$  (1),  $8.8 \cdot 10^{13}$  (2) и  $2.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (3).

к полной концентрации  $N$  активных атомов на всех пяти уровнях:  $N_{1s_5} \approx N$ .

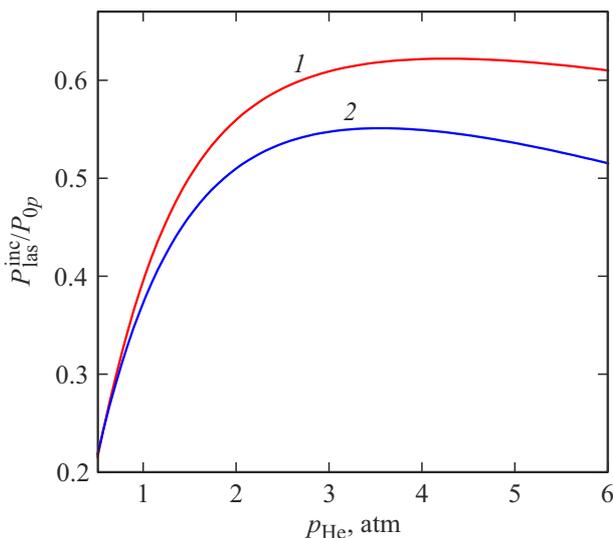
На рис. 4 продемонстрировано влияние значения параметра  $Ny_0$  на эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$ . На рисунке кривая 1 соответствует оптимальному значению параметра

$Ny_0$ . При увеличении (кривая 2) или уменьшении (кривая 3) параметра  $Ny_0$  относительно его оптимального значения эффективность преобразования, как видно из рисунка, заметно уменьшается.

Влияние интенсивности входного излучения диодов накачки  $I_{0p}$  на эффективность преобразования иллю-



**Рис. 5.** Зависимости эффективности преобразования  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  от давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ,  $T = 300$  К,  $p_{\text{Ar}} = 20$  Торг,  $\Delta\omega/(2\pi c) = 1$  см $^{-1}$ ,  $R_p = 1$  и различных интенсивностях излучения накачки:  $I_{0p} = 1$  кВт/см $^2$ ,  $Ny_0 = 4.4 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  (1);  $I_{0p} = 0.5$  кВт/см $^2$ ,  $Ny_0 = 3.2 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  (2);  $I_{0p} = 0.3$  кВт/см $^2$ ,  $Ny_0 = 2.5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  (3).



**Рис. 6.** Зависимости эффективности преобразования  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  от давления буферного газа гелия  $p_{\text{He}}$  при оптимальных значениях параметра  $Ny_0$ ,  $T = 300$  К,  $I_{0p} = 1$  кВт/см $^2$ ,  $\Delta\omega/(2\pi c) = 1$  см $^{-1}$ ,  $I_{0\text{las}} = 1$  кВт/см $^2$ ,  $p_{\text{Ar}} = 20$  Торг и различных коэффициентах отражения зеркала  $R_p$ :  $R_p = 1$ ,  $Ny_0 = 4.4 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  (1);  $R_p = 0$ ,  $Ny_0 = 6.3 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  (2).

стрирует рис. 5. Из рисунка видно, как с ростом  $I_{0p}$  повышается эффективность преобразования: если при  $I_{0p} = 0.3$  кВт/см $^2$  максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  равен 0.49 (кривая 3), то при  $I_{0p} = 1$  кВт/см $^2$  максимум отношения  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  достигает значения 0.62 (кривая 1). Оптимальное значение параметра  $Ny_0$  также увеличивается с ростом  $I_{0p}$ : при интенсивностях входного излучения 0.3 кВт/см $^2$  и 1 кВт/см $^2$  оптимальные значения  $Ny_0$  равны  $2.5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  и  $4.4 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  соответственно.

Наличие в усилителе бокового зеркала, возвращающего обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки, обеспечивает более эффективную работу усилителя. Это обстоятельство продемонстрировано на рис. 6. Из рисунка видно, что в усилителе с зеркалом ( $R_p = 1$ ) и без зеркала ( $R_p = 0$ ) максимумы отношения  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  равны 0.62 (кривая 1) и 0.55 (кривая 2) соответственно. Кроме того, в усилителе с зеркалом максимум эффективности преобразования достигается при меньшем оптимальном значении параметра  $Ny_0$ , чем в усилителе без зеркала.

## 5. Заключение

В настоящей работе представлен теоретический анализ усилителя излучения на основе метастабильных атомов инертных газов, возбуждаемых лазерными диодами в режиме поперечной накачки. В основу теории заложена пятиуровневая модель атомов активной среды. В общем случае работа усилителя описывается системой дифференциальных уравнений, которые могут быть решены только численно. Однако, если усиливаемое излучение достигает достаточно высокой интенсивности, исходные уравнения допускают простое аналитическое решение, из которого легко находятся все важнейшие характеристики усилителя и оптимальные параметры как рабочей среды, так и излучения накачки.

В соответствии с анализом полученных аналитических выражений отношение прироста мощности излучения в усилителе к мощности излучения накачки  $P_{\text{las}}^{\text{inc}}/P_{0p}$  (характеристика эффективности усилителя) тем больше, чем выше интенсивность излучения накачки  $I_{0p}$  и чем меньше ширина его спектра. В частности, при полуширине спектра накачки  $\Delta\omega/(2\pi c) = 0.5$  см $^{-1}$  эффективность преобразования достигает 64% при интенсивности излучения накачки  $I_{0p} = 1$  кВт/см $^2$ . При этом следует обеспечить оптимальное значение параметра  $Ny_0$ , описывающего число активных атомов в столбе газа единичного поперечного сечения высотой  $y_0$ . Более эффективной работе усилителя помогает зеркало, возвращающее обратно в ячейку прошедшее сквозь нее излучение накачки: с его помощью обеспечивается максимально полное использование накачки.

## Финансирование работы

Исследование выполнено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (проект № АААА-А21-121021800168-4) в Институте автоматизации и электрометрии Сибирского отделения РАН.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] J. Han, M.C. Heaven. *Opt. Lett.*, **37** (11), 2157 (2012). DOI: 10.1364/OL.37.002157
- [2] J. Han, L. Glebov, G. Venus, M.C. Heaven. *Opt. Lett.*, **38** (24), 5458 (2013). DOI: 10.1364/OL.38.005458
- [3] A.V. Demyanov, I.V. Kochetov, P.A. Mikheyev. *J. Phys. D.*, **46** (37), 375202 (2013). DOI: 10.1088/0022-3727/46/37/375202
- [4] П.А. Михеев. *Квант. электрон.*, **45** (8), 704 (2015). [P.A. Mikheyev. *Quantum Electron.*, **45** (8), 704 (2015). DOI: 10.1070/QE2015v045n08ABEH015750].
- [5] W.T. Rawlins, K.L. Galbally-Kinney, S.J. Davis, A.R. Hoskinson, J.A. Hopwood, M.C. Heaven. *Opt. Express*, **23** (4), 4804 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.004804
- [6] Z. Yang, G. Yu, H. Wang, Q. Lu, X. Xu. *Opt. Express*, **23** (11), 13823 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.013823
- [7] J. Gao, Y. He, P. Sun, Z. Zhang, X. Wang, D. Zuo. *Opt. Soc. Am. B*, **34** (4), 814 (2017). DOI: 10.1364/JOSAB.34.000814
- [8] J. Han, M.C. Heaven, P.J. Moran, G.A. Pitz, E.M. Guild, C.R. Sanderson, B. Hokr. *Opt. Lett.*, **42** (22), 4627 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.004627
- [9] J. Gao, P. Sun, X. Wang, D. Zuo. *Laser Phys. Lett.*, **14** (3), 035001 (2017). DOI: 10.1088/1612-202X/aa5b10
- [10] A.V. Demyanov, I.V. Kochetov, P.A. Mikheyev, V.N. Azyazov, M.C. Heaven. *J. Phys. D*, **51** (4), 045201 (2018). DOI: 10.1088/1361-6463/aa9e40
- [11] P.A. Mikheyev, A.K. Chernyshov, M.I. Svistun, N.I. Ufimtsev, O.S. Kartamysheva, M.C. Heaven, V.N. Azyazov. *Opt. Express*, **27** (26), 38759 (2019). DOI: 10.1364/OE.383276
- [12] S. Long, Y. Qin, H. Chen, X. Wu, M. Li, X. Tang, T. Wen. *Opt. Express*, **27** (3), 2771 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.002771
- [13] H. Chen, S. Long, X. Tang, X. Wu, W. Wang, Y. Qin. *Opt. Express*, **27** (9), 12504 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.012504
- [14] P. Sun, D. Zuo, X. Wang, J. Han, M.C. Heaven. *Opt. Express*, **28** (10), 14580 (2020). DOI: 10.1364/OE.392810
- [15] R. Wang, Z. Yang, K. Li, H. Wang, X. Xu. *J. Appl. Phys.*, **131** (2), 023104 (2022). DOI: 10.1063/5.0079512
- [16] А.А. Адаменков, Ю.А. Адаменков, М.В. Волков, Б.А. Выскубенко, С.Г. Гаранин, М.А. Горбунов, А.П. Домажиров, М.В. Егорушин, А.А. Калачева, Ю.В. Колобянин, Н.А. Конкина, А.А. Хлебников, В.А. Шайдулина, Ф.А. Стариков. *Квант. электрон.*, **52** (8), 695 (2022).
- [17] А.И. Пархоменко, А.М. Шалагин. *Квант. электрон.*, **52** (10), 869 (2022).
- [18] F.W. Krupke. *Progr. Quant. Electron.*, **36** (1), 4 (2012). DOI: 10.1016/j.pquantelec.2011.09.001
- [19] А.М. Шалагин. *УФН*, **181** (9), 1011 (2011). DOI: 10.3367/UFNr.0181.2011091.1011 [A.M. Shalagin. *Physics-Uspekhi*, **54** (9), 975 (2011). DOI: 10.3367/UFNe.0181.2011091.1011].
- [20] А.В. Богачев, С.Г. Гаранин, А.М. Дудов, В.А. Ерошенко, С.М. Куликов, Г.Т. Микаелян, В.А. Панарин, В.О. Паутов, А.В. Рус, С.А. Сухарев. *Квант. электрон.*, **42** (2), 95 (2012) [A.V. Bogachev, S.G. Garanin, A.M. Dudov, V.A. Eroshenko, S.M. Kulikov, G.T. Mikaelian, V.A. Panarin, V.O. Pautov, A.V. Rus, S.A. Sukharev. *Quantum Electron.*, **42** (2), 95 (2012). DOI: 10.1070/QE2012v042n02ABEH014734].
- [21] F. Gao, F. Chen, J.J. Xie, D.J. Li, L.M. Zhang, G.L. Yang, J. Guo, L.H. Guo. *Optik*, **124** (20), 4353 (2013). DOI: 10.1016/j.ijleo.2013.01.061
- [22] NIST Atomic Spectra Database [Электронный ресурс]. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
- [23] J. Han, M.C. Heaven, G.D. Hager, G.B. Venus, L.B. Glebov. *Proc. SPIE*, **8962**, 896202 (2014). DOI: 10.1117/12.2045164
- [24] P.A. Mikheyev, J. Han, A. Clark, C. Sanderson, M.C. Heaven. *J. Phys. D*, **50** (48), 485203 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa91bf
- [25] A.K. Chernyshov, P.A. Mikheyev, N.I. Ufimtsev. *J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf.*, **222**, 84 (2019). DOI: 10.1016/j.jqsrt.2018.10.010
- [26] D.J. Emmons, D.E. Weeks. *J. Appl. Phys.*, **121** (20), 203301 (2017). DOI: 10.1063/1.4983678