

# Моделирование и оптимизация HCl-лазера с оптической накачкой

С.В.Васильев, М.А.Кузьмина, Т.Т.Басиев, Г.Хагер

*Построена математическая модель газового лазера на молекулах HCl с оптической накачкой в третий колебательный оберток. Получено удовлетворительное совпадение результатов численных расчетов с экспериментальными данными. Методами численного эксперимента проведено исследование характеристик и оптимизация параметров лазера.*

**Ключевые слова:** молекулярный газовый лазер, средний инфракрасный диапазон, узкополосная оптическая накачка, математическая модель, численный эксперимент.

## 1. Введение

В настоящее время достигнут значительный прогресс в разработке молекулярных лазеров с оптической накачкой, работающих в среднем ИК диапазоне [1–5]. В связи с этим возникает потребность в создании математических моделей таких лазеров, позволяющих проводить количественные оценки их характеристик и оптимизировать их параметры.

В настоящей работе представлена математическая модель молекулярного лазера с оптической накачкой в третий колебательный оберток, которая является развитием модели газовых лазеров с оптической накачкой, описанной в [6]. Модель построена на основе уравнений кинетического баланса для газовой среды и уравнений переноса для излучения. Кроме радиационных переходов, в модель газовой среды были включены процессы вращательной (RT) и колебательной (VV) релаксации. Для проверки корректности модели проведено сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными данными, опубликованными в [4, 5]. Спектроскопические и газокинетические константы для молекул HCl были взяты из работ [4, 7–9] и из базы данных HITRAN [10].

Методами численного эксперимента проведены исследование характеристик и оптимизация параметров HCl-лазера с продольной оптической накачкой на переходе (3–0) R(3) ( $\lambda_p = 1.1888$  мкм) и каскадной лазерной генерацией на переходах (3–2) P(5) ( $\lambda_{L1} = 3.7385$  мкм) и (2–1) P(6) ( $\lambda_{L2} = 3.7711$  мкм).

## 2. Модель молекулярного лазера с оптической накачкой в третий колебательный оберток

### 2.1. Упрощенная модель газовой среды

Схема энергетических уровней молекулы HCl показана на рис.1. Энергетический спектр молекулы состоит

из системы колебательных уровней с  $v = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Каждый колебательный уровень включает в себя вращательные подуровни с  $j = 0, 1, 2, \dots$ . Колебательный спектр молекулы описывался моделью ангармонического осциллятора Морзе:

$$E_n = E_1 n - \Delta E n(n - 1), \tag{1}$$

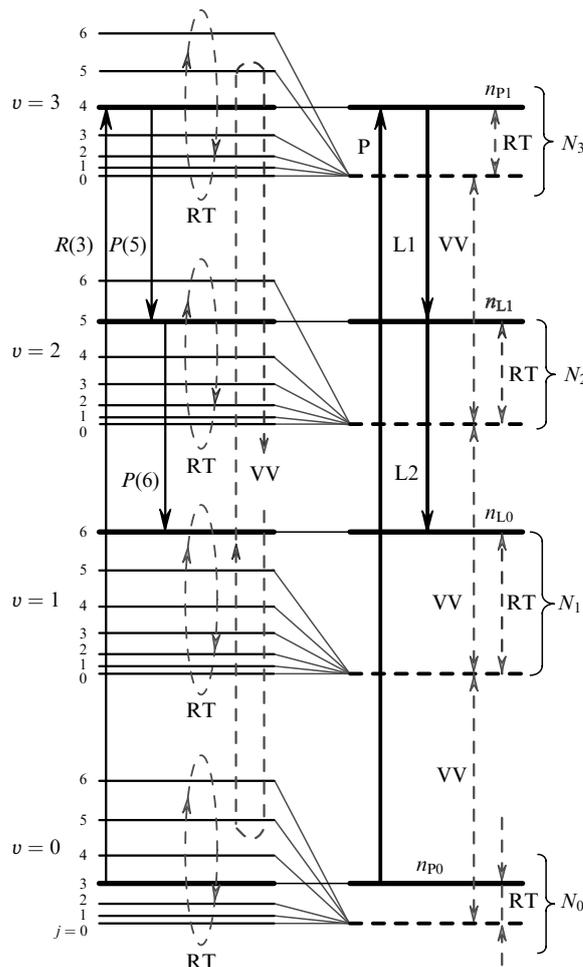


Рис.1. Схема энергетических уровней молекулы HCl (см. текст).

С.В.Васильев, М.А.Кузьмина, Т.Т.Басиев. Научный центр лазерных материалов и технологий Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38  
 G.Hager. Air Force Research Laboratory, Directed Energy Laser Concepts, Kirtland AFB, 87117-5776 NM, USA

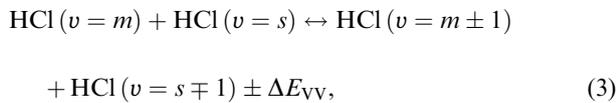
где  $n$  – номер колебательного уровня;  $\Delta E$  – ангармоничность молекулы. Энергия вращательных уровней  $E_j$  определяется из соотношения

$$E_j = B_j(j+1), \quad (2)$$

где  $B$  – вращательная константа. Для молекулы HCl имеем  $E_1 = 2886 \text{ см}^{-1}$ ,  $\Delta E = 52 \text{ см}^{-1}$ ,  $B \approx 10 \text{ см}^{-1}$  [7].

В рассматриваемой системе возможны радиационные переходы с изменением колебательного и вращательного чисел молекулы:  $\Delta v = 1, 2, 3, \dots$ ,  $\Delta j = \pm 1$ . В зависимости от знака  $\Delta j$  колебательно-вращательный спектр молекул разделяется на  $R$ - и  $P$ -ветви (на рис.1 показаны переходы  $(3-0) R(3)$ ,  $(3-2) P(5)$  и  $(2-1) P(6)$ ). Для накачки газовой среды используется узкополосный импульсный лазер. Накачка осуществляется на переходе между подуровнями основного ( $v=0$ ) и третьего ( $v=3$ ) колебательных состояний. Лазерная генерация происходит каскадно между вращательными подуровнями колебательных состояний с  $v=3, 2, 1$ . Особенностью такой схемы накачки газа является большое различие эффективных сечений поглощения накачки ( $\sim 10^{-20} \text{ см}^2$ ) и генерации ( $\sim 10^{-16} \text{ см}^2$ ), составляющее 4–5 порядков.

Столкновения молекул приводят к различным безызлучательным релаксационным процессам: обмену между вращательными и поступательными (RT-релаксация), колебательными (VV-релаксация), а также колебательными и поступательными (VT-релаксация) степенями свободы. При VV-обмене изменяются колебательные числа сталкивающихся молекул, но сохраняется полное число колебательных квантов:



где энергия  $\Delta E_{VV}$  компенсируется за счет одновременного VT-обмена.

Самым быстрым из перечисленных процессов является RT-релаксация (удельная скорость реакции  $k_{RT} \sim 10^{-10} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^3$ ), затем идет VV-релаксация ( $k_{VV} \approx 5 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ) и VT-релаксация ( $k_{VT} \sim 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ) [4, 7]. При давлении газа около 20 Тор характерное время этих реакций составляет соответственно 3 нс, 300 нс и 50 мкс. Для сравнения приведем некоторые временные масштабы, характерные для газовых лазеров с оптической накачкой: длительность импульса накачки 5–10 нс, длительность импульса генерации 100–200 нс, скорость накачки  $10^7 \text{ с}^{-1}$  (при плотности энергии накачки  $1 \text{ Дж/см}^2$ ). Таким образом, VT-релаксация происходит значительно медленнее других процессов. В дальнейшем мы будем ею пренебрегать и рассматривать лазерный переход как самоограниченный.

Модель газовой среды была построена в предположении, что излучение накачки и излучение газового лазера являются монохроматическими. Взаимодействие излучения с газовой средой описывалось с помощью упрощенной энергетической схемы, показанной в правой части рис.1. Предполагалось, что радиационные переходы в среде происходят между парой вращательных подуровней колебательных состояний с  $v=0$  и 3 (канал накачки, обозначен буквой P), двумя подуровнями состояний с  $v=3$  и 2 (первый канал генерации,  $L_1$ , длина волны  $\lambda_{L1}$ ), двумя подуровнями состояний с  $v=2$  и 1 (второй канал генерации,  $L_2$ , длина волны  $\lambda_{L2}$ ). При этом считалось, что

верхний уровень канала накачки совпадает с верхним уровнем первого канала генерации, а верхний уровень второго канала генерации – с нижним уровнем первого. Полагалось также, что остальные вращательные подуровни не участвуют в радиационных переходах (показаны в правой части рис.1 штриховой линией), однако за счет RT-релаксации между лазерными уровнями и остальными вращательными подуровнями колебательных состояний с  $v=0, 1, 2, 3$  может происходить обмен энергией возбуждения. Кроме этого, за счет VV-обмена могут изменяться интегральные населенности колебательных состояний с  $v=0, 1, 2, 3$ .

С учетом сделанных замечаний кинетические уравнения для населенностей уровней газовой среды принимают вид

$$\frac{\partial n_{P0}}{\partial t} = \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{P0}} n_{P0} \right) \sigma_P F_P + R_{RT}^{(0)}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{P0}} n_{P0} \right) \sigma_P F_P + R_{VV}^{(0)},$$

$$\frac{\partial n_{L0}}{\partial t} = \left( n_{L1} - \frac{g_{L1}}{g_{L0}} n_{L0} \right) \sigma_{L2} F_{L2} + \frac{n_{L1}}{\tau_{L2}} + R_{RT}^{(1)}, \quad (4b)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \left( n_{L1} - \frac{g_{L1}}{g_{L0}} n_{L0} \right) \sigma_{L2} F_{L2} + \frac{n_{L1}}{\tau_{L2}} + R_{VV}^{(1)},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{L1}}{\partial t} = & - \left( n_{L1} - \frac{g_{L1}}{g_{L0}} n_{L0} \right) \sigma_{L2} F_{L2} - \frac{n_{L1}}{\tau_{L2}} \\ & + \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{L1}} n_{L1} \right) \sigma_{L1} F_{L1} + \frac{n_{P1}}{\tau_{L1}} + R_{RT}^{(2)}, \end{aligned} \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2}{\partial t} = & - \left( n_{L1} - \frac{g_{L1}}{g_{L0}} n_{L0} \right) \sigma_{L2} F_{L2} - \frac{n_{L1}}{\tau_{L2}} \\ & + \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{L1}} n_{L1} \right) \sigma_{L1} F_{L1} + \frac{n_{P1}}{\tau_{L1}} + R_{VV}^{(2)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{P1}}{\partial t} = & - \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{P0}} n_{P0} \right) \sigma_P F_P \\ & - \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{L1}} n_{L1} \right) \sigma_{L1} F_{L1} - \frac{n_{P1}}{\tau_{L1}} + R_{RT}^{(3)}, \end{aligned} \quad (4r)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_3}{\partial t} = & - \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{P0}} n_{P0} \right) \sigma_P F_P \\ & - \left( n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{L1}} n_{L1} \right) \sigma_{L1} F_{L1} - \frac{n_{P1}}{\tau_{L1}} + R_{VV}^{(3)}, \end{aligned}$$

где  $n_i$  – населенности лазерных уровней, зависящие от времени и координаты;  $g_i$  – статистические веса уровней;  $F_P$  – плотность потока фотонов накачки;  $F_{L1}$  и  $F_{L2}$  – плотности потока фотонов лазерной генерации на  $\lambda_{L1}$  и  $\lambda_{L2}$ ;  $\sigma_P$  – эффективное сечение вынужденных переходов на длине волны накачки  $\lambda_P$ ;  $\sigma_{L1}$  и  $\sigma_{L2}$  – эффективные сечения вынужденных переходов на длинах волн генерации;  $\tau_{L1}$  и  $\tau_{L2}$  – характерные времена спонтанной люминесценции на лазерных переходах (при расчетах полагалось, что  $\tau =$

$A^{-1}$ , где  $A$  – коэффициент Эйнштейна);  $N_0, N_1, N_2, N_3$  – интегральные населенности колебательных состояний с  $v = 0, 1, 2, 3$ ;  $R_{RT}^{(i)}$  и  $R_{VV}^{(i)}$  – члены, описывающие RT- и VV-релаксацию (см. п.2.2 и 2.3). Влияние VV-обмена на населенности уровней  $n_{p0}, n_{p1}, n_{L0}, n_{L1}$  в явном виде не учитывалось, поскольку VV-релаксация происходит значительно медленнее RT-релаксации.

Эффективные сечения лазерных переходов рассчитывались по формуле

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{A}{\Delta\nu}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\Delta\nu$  – ширина линии перехода. Для газовой среды характерны доплеровское и ударное уширения линий переходов. Для HCl при комнатной температуре доплеровская ширина составляет примерно 500 МГц для перехода  $v = 0 \rightarrow v = 3$  и 170 МГц для переходов  $v = 3 \rightarrow v = 2 \rightarrow v = 1$ . Константа столкновительного уширения равна  $\sim 10$  МГц/Тор [4].

## 2.2. Модель RT-релаксации

Зависимость энергии вращательного возбуждения молекул от вращательного квантового числа  $j$  описывается формулой (2). В состоянии равновесия вращательные уровни заселены в соответствии с распределением Больцмана

$$n_j^e = \frac{N}{Z_r} g_j \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right), \quad (6)$$

где  $n_j^e$  – равновесная населенность  $j$ -го уровня;  $N$  – полное число частиц, находящихся в заданном колебательном состоянии;  $g_j = 2j + 1$  – статистический вес уровня;

$$Z_r = \sum_j (2j + 1) \exp\left[-\frac{Bj(j+1)}{kT}\right] \quad (7)$$

– вращательная статистическая сумма. При комнатной температуре  $B/(kT) \ll 1$ , что позволяет заменить сумму в (7) интегралом. В результате получим следующее выражение для населенностей вращательных уровней (см. [11], с. 182):

$$\frac{n_j^e}{N} = \frac{B}{kT} (2j + 1) \exp\left[-\frac{Bj(j+1)}{kT}\right] = \alpha_j. \quad (8)$$

Будем считать, что релаксация населенности  $j$ -го вращательного уровня  $n_j$  к равновесному значению  $n_j^e$  описывается уравнением

$$\frac{dn_j}{dt} = -(n_j - n_j^e)K_{RT}, \quad (9)$$

где скорость реакции  $K_{RT}$  не зависит от номера колебательного состояния и номера уровня  $j$ . Равновесные населенности уровней  $n_{p0}, n_{p1}, n_{L0}, n_{L1}$  можно найти с помощью формулы (8). Таким образом, для членов  $R_{RT}^{(i)}$ , описывающих в уравнениях (4) RT-релаксацию, получим

$$\begin{aligned} R_{RT}^{(0)} &= -(n_{p0} - \alpha_{p0}N_0)K_{RT}, \\ R_{RT}^{(1)} &= -(n_{L0} - \alpha_{L0}N_1)K_{RT}, \\ R_{RT}^{(2)} &= -(n_{L1} - \alpha_{L1}N_2)K_{RT}, \\ R_{RT}^{(3)} &= -(n_{p1} - \alpha_{p1}N_3)K_{RT}. \end{aligned} \quad (10)$$

Скорость реакции  $K_{RT}$  зависит от давления газа (концентрации молекул). Мы будем считать эту зависимость линейной:

$$K_{RT} = k_{RT}N_g, \quad (11)$$

где  $N_g$  – концентрация молекул газа.

## 2.3. Модель VV-релаксации

Если VT-релаксацией в газе вследствие ее малой скорости можно пренебречь, то эволюция населенностей колебательных состояний, обусловленная VV-релаксацией, описывается следующей системой уравнений (см. [11], с. 127):

$$\begin{aligned} \frac{dN_n}{dt} &= \frac{Z}{N_f} \sum (\mathcal{Q}_{n+1,n}^{m,m+1} N_m N_{n+1} - \mathcal{Q}_{n,n+1}^{m+1,m} N_{m+1} N_n \\ &+ \mathcal{Q}_{n-1,n}^{m+1,m} N_{m+1} N_{n-1} - \mathcal{Q}_{n,n-1}^{m,m+1} N_m N_n), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $N_f$  – полное число частиц в системе;  $Z$  – число столкновений в единицу времени;  $\mathcal{Q}_{m,n}^{l,s}$  – вероятность VV-обмена, при котором две сталкивающиеся молекулы в состояниях с  $v = m$  и  $l$  после столкновения переходят в состояния с  $v = n$  и  $s$ . Для низших колебательных уровней зависимость вероятностей  $\mathcal{Q}_{n+1,n}^{m,m+1}$  от номера уровня может быть описана приближенной формулой (см. [11], с. 127)

$$\mathcal{Q}_{n+1,n}^{m,m+1} \approx \mathcal{Q}_{10}^{01} \frac{(m+1)(n+1)}{6}. \quad (13)$$

В HCl-лазере с оптической накачкой населенность колебательного состояния с  $v = 3$  не превышает нескольких процентов. Это позволяет пренебречь влиянием верхних колебательных состояний ( $v = 4, 5, \dots$ ) на процесс VV-релаксации и ограничиться в системе (12) первыми четырьмя уравнениями. Допустимость такого приближения подробно рассмотрена в работе [6]. Таким образом, выражения для релаксационных членов  $R_{VV}^{(i)}$  в уравнениях (4) примут вид

$$\begin{aligned} R_{VV}^{(0)} &= K_{VV} [(N_1^2 - \varepsilon N_0 N_2) + (3/2)(N_1 N_2 - \varepsilon^2 N_0 N_3)], \\ R_{VV}^{(1)} &= K_{VV} [3(N_2^2 - \varepsilon N_1 N_3) - (1 + \varepsilon^{-1}) \\ &\times (N_1^2 - \varepsilon N_0 N_2) - (3/2)(N_1 N_2 - \varepsilon^2 N_0 N_3)], \\ R_{VV}^{(2)} &= K_{VV} [\varepsilon^{-1}(N_1^2 - \varepsilon N_0 N_2) - 3(1 + \varepsilon^{-1}) \\ &\times (N_2^2 - \varepsilon N_1 N_3) - (3/2)\varepsilon^{-2}(N_1 N_2 - \varepsilon^2 N_0 N_3)], \\ R_{VV}^{(3)} &= K_{VV} [3\varepsilon^{-1}(N_2^2 - \varepsilon N_1 N_3) \\ &+ (3/2)\varepsilon^{-2}(N_1 N_2 - \varepsilon^2 N_0 N_3)], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\varepsilon = \exp\left(\frac{E_2 - 2E_1}{kT}\right) = \exp\left(-\frac{2\Delta E}{kT}\right). \quad (15)$$

Как и для RT-релаксации, зависимость скорости реакции  $K_{VV}$  от давления газа будем считать линейной:

$$K_{VV} = k_{VV}N_g. \quad (16)$$

**2.4. Модель лазерного резонатора**

Схема молекулярного лазера с оптической накачкой показана на рис.2. Лазер включает в себя кювету с газом 3 и зеркала обратной связи 1 и 2. Общая длина резонатора  $L$ , длина газовой кюветы  $L_g$ . Будем считать, что кювета расположена вблизи зеркала 1. Излучение накачки вводится в резонатор через дихроичное зеркало 1. Зеркало 2 также может быть сделано дихроичным, что позволит реализовать двухпроходную схему накачки лазера. Лазерное излучение выводится из резонатора через частично прозрачное зеркало 2.

Излучение накачки и лазерная генерация рассматривались как потоки фотонов. Распространение излучения в активной среде моделировалось с помощью уравнений переноса:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x}\right) F_P^\pm &= \left(n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{P0}} n_{P0}\right) \sigma_P F_P^\pm, \\ \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x}\right) F_{L1}^\pm &= \left(n_{P1} - \frac{g_{P1}}{g_{L1}} n_{L1}\right) \sigma_{L1} F_{L1}^\pm + \omega \frac{n_{P1}}{\tau_{L1}}, \\ \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x}\right) F_{L2}^\pm &= \left(n_{L1} - \frac{g_{L1}}{g_{L0}} n_{L0}\right) \sigma_{L2} F_{L2}^\pm + \omega \frac{n_{L1}}{\tau_{L2}}. \end{aligned} \tag{17}$$

Индексы «+» или «-» обозначают направление распространения излучения (соответственно вдоль оси  $x$  и в противоположном ей направлении); константа  $\omega$  в уравнении (17) характеризует долю спонтанно испущенных фотонов, которые затем усиливаются в резонаторе (т. е. «затравку» лазерной генерации).

Для решения уравнений (4) и (17) их необходимо дополнить начальными и краевыми условиями. Начальные условия таковы:

$$\begin{aligned} F_{L1,L2}^\pm(x, t = 0) &= 0, \\ N_0(x, t = 0) &= N_g, \\ n_{P0}(x, t = 0) &= \alpha_{P0} N_0, \end{aligned} \tag{18}$$

а краевые условия на зеркалах резонатора в случае полного пропускания излучения накачки зеркалом 1 имеют вид

$$\begin{aligned} F_P^+(x = 0, t) &= \frac{E_P}{h\nu_P} \frac{1}{\sqrt{\pi S \delta t_P}} \exp\left[-\frac{(t - 4\delta t_P)^2}{\delta t_P^2}\right], \\ F_P^-(x = L, t) &= (1 - T_P^{(2)} - \gamma_P^{(2)}) F_P^+(x = L, t), \\ F_{L1,L2}^+(x = 0, t) &= (1 - T_{L1,L2}^{(1)} - \gamma_{L1,L2}^{(1)}) F_{L1,L2}^-(x = 0, t), \\ F_{L1,L2}^-(x = L, t) &= (1 - T_{L1,L2}^{(2)} - \gamma_{L1,L2}^{(2)}) F_{L1,L2}^+(x = L, t), \end{aligned} \tag{19}$$

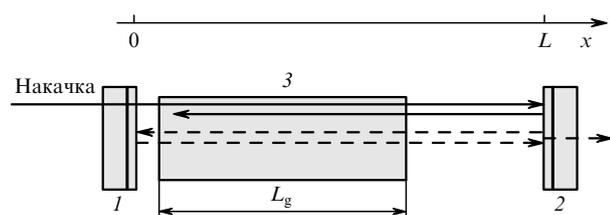


Рис.2. Схема газового лазера с оптической накачкой: 1, 2 – зеркала обратной связи; 3 – кювета с газом.

где  $h\nu_P$  – энергия фотона накачки;  $E_P$  и  $\delta t_P$  – энергия и длительность импульса накачки;  $S$  – площадь поперечного сечения пучка накачки;  $T_{P,L1,L2}^{(1,2)}$  – коэффициенты пропускания зеркал 1 и 2 для излучения на длинах волн накачки и генерации соответственно;  $\gamma_{P,L1,L2}^{(1,2)}$  – коэффициенты потерь на зеркалах. Выходными параметрами модели являются временные зависимости для выходящих из резонатора потоков фотонов накачки и лазерной генерации.

Интенсивность накачки определяется энергией  $E_P$  и площадью поперечного сечения пучка накачки в газовой кювете  $S$ . Поскольку газовая кювета имеет большую длину, то имеет смысл говорить об усредненной по длине кюветы площади поперечного сечения  $\bar{S}$ . Очевидно, что более интенсивная накачка позволяет повысить эффективность лазерной генерации, поэтому, с одной стороны, фокусировка накачки должна быть максимально жесткой, а с другой стороны, параметры пучка накачки и лазерного резонатора должны быть согласованы.

Если резонатор является устойчивым и одно из его зеркал плоское, а другое – вогнутое, то средняя по длине резонатора площадь поперечного сечения основной моды резонатора определяется соотношением

$$\bar{S} = \frac{1}{L} \int_0^L S(x) dx = \lambda L \left[ \left(\frac{R-L}{L}\right)^{1/2} + \frac{1}{3} \left(\frac{L}{R-L}\right)^{1/2} \right], \tag{20}$$

где  $R$  – радиус кривизны зеркала. Для наиболее распространенного полуконфокального резонатора

$$\bar{S} = \frac{4}{3} \lambda L, \quad R = 2L. \tag{21}$$

Существует также резонатор, в котором средняя площадь сечения основной моды минимальна:

$$\bar{S} = \frac{2}{\sqrt{3}} \lambda L, \quad R = \frac{4}{3} L. \tag{22}$$

Таким образом, по заданной длине резонатора можно подобрать такой поперечный размер пучка накачки, при котором средняя площадь поперечного сечения зоны накачки будет минимальна, а интенсивность накачки – максимальной. Более жесткая фокусировка накачки не имеет смысла, поскольку вследствие дифракционной расходимости излучения средняя по длине резонатора интенсивность накачки уменьшится.

**2.5. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными**

Для проверки корректности представленной модели лазера было проведено сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными данными, опубликованными в работах [4, 5]. На рис.3 показана зависимость энергии импульса излучения НСЛ-лазера  $E_L$  от энергии импульса накачки  $E_P$ . Параметры НСЛ-лазера приведены в табл.1. Эксперименты проводились при среднем диаметре пучка накачки в газовой кювете 5 и 2 мм; в последнем случае излучение накачки фокусировалось в газовой кювете с помощью линзы. Видно, что расчет корректно предсказывает положение порога лазерной генерации при разных диаметрах пучка накачки. Расчет также показывает, что при фокусировке накачки снижается порог возникновения каскадной генерации на

Табл.1. Параметры HCl-лазера, используемые при расчетах.

Параметр	Рис.3, 4, 5	Рис.6
Переход накачки	(3-0) R(3) (1.1888 мкм)	(3-0) R(2) (1.1907 мкм)
Эффективное сечение перехода накачки	$6.3 \times 10^{-21} \text{ см}^2$	$7 \times 10^{-21} - 2 \times 10^{-21} \text{ см}^2$
Лазерные переходы	(3-2) P(5) (3.7385 мкм) (2-1) P(6) (3.7711 мкм)	(3-2) P(4) (3.7072 мкм) (2-1) P(5) (3.7385 мкм)
Эффективные сечения лазерных переходов	$2.8 \times 10^{-16} \text{ см}^2$ $1.9 \times 10^{-16} \text{ см}^2$	$4 \times 10^{-16} - 7 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ $3 \times 10^{-16} - 5 \times 10^{-17} \text{ см}^2$
Энергия импульса накачки	$\leq 30 \text{ мДж}$	$\sim 20 \text{ мДж}$
Длительность импульса накачки	25 нс	10 нс
Длина кюветы	60 см	56 см
Средний диаметр пучка в кювете	0.2 или 0.5 см	$\sim 0.25 \text{ см}$
Длина резонатора	70 см	60 см
Коэффициент пропускания выходного зеркала	15 %	20 %

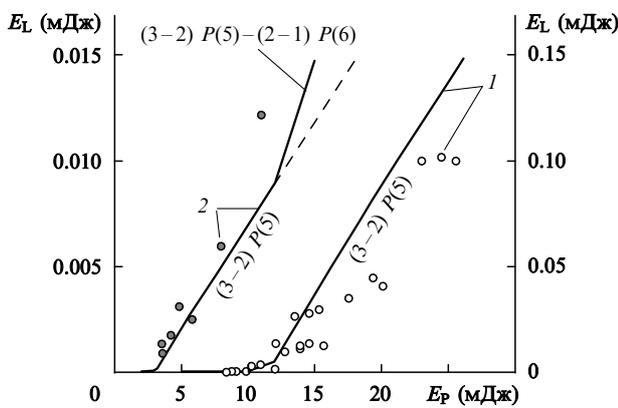


Рис.3. Зависимости энергии импульса HCl-лазера  $E_L$  от энергии накачки  $E_P$  при среднем поперечном диаметре зоны накачки  $d = 5$  (1) и 2 мм (2): левая ось ординат и точки – экспериментальные результаты, правая ось ординат и сплошные линии – численный эксперимент.

переходах (3-2) P(5) – (2-1) P(6), что тоже согласуется с результатами экспериментальных измерений (см. излом на кривой 2). Экспериментально измеренные энергии лазерной генерации оказались примерно в десять раз ниже, чем расчетные оценки. Мы связываем это прежде всего с тем, что в математической модели лазера не учитывается эффект усиления спонтанного излучения, распространяющегося под малыми углами к оси резонатора. Важность данного фактора отмечается, в частности, в работах [1, 2], однако количественных измерений проведено пока не было.

На рис.4 и 5 приведены временные формы лазерных импульсов при разных условиях фокусировки. Параметры лазера были такими же, как и для рис.3, энергия накачки составляла примерно 30 мДж, диаметр пучка накачки в газовой кювете равнялся 5 мм (рис.4) и 2 мм (рис.5). Кривые нормированы по площади. В обоих случаях имеется хорошее согласие эксперимента с расчетом как по длительности лазерных импульсов, так и по времени их задержки. Из рис.4, 5 также видно, что с уменьшением диаметра зоны накачки (увеличением ее интенсивности) уменьшается задержка лазерного импульса и возникает каскадная генерация на переходе (2-1) P(6).

На рис.6 показаны зависимости выходной энергии лазера от давления в газовой кювете [4]. Параметры лазера приведены в табл.1. Видно, что поведение расчетной и экспериментальной зависимостей примерно оди-

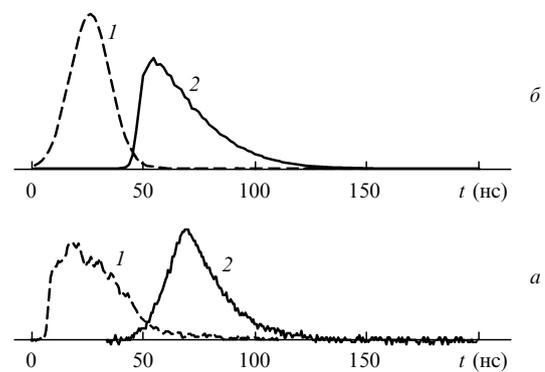


Рис.4. Экспериментальные (а) и расчетные (б) временные формы импульсов накачки (1) и генерации HCl-лазера на переходе (3-2) P(5) (2) при поперечном диаметре зоны накачки  $d = 5$  мм.

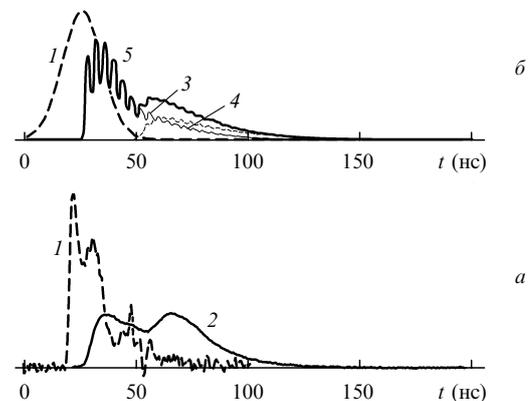


Рис.5. Экспериментальные (а) и расчетные (б) временные формы импульсов накачки (1), суммарных импульсов генерации HCl-лазера (2, 5) и импульсов генерации HCl-лазера на переходах (3-2) P(5) (3) и (2-1) P(6) (4) при диаметре пучка накачки  $d = 2$  мм.

наково, однако максимум в теоретической зависимости выражен более отчетливо.

Таким образом, построенная математическая модель лазера позволяет проводить корректные оценки для временных характеристик лазерного импульса и оптимального давления в газовой кювете. Значительное превышение расчетных эффективностей лазера над полученными экспериментально мы связываем с тем, что в модели не учтен эффект усиления спонтанного излучения, распространяющегося под небольшими углами к оси лазерного резонатора. Кроме того, эффективность лазера может

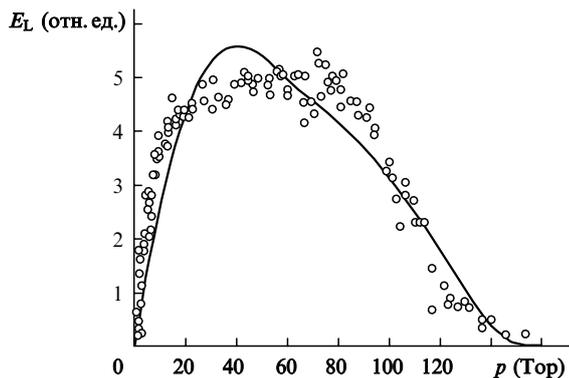


Рис.6. Зависимости энергии импульса генерации HCl-лазера  $E_L$  на переходе (3–2)  $P(4)$  от давления газа в кювете  $p$ . Точки – экспериментальные значения, сплошная линия – результаты моделирования.

снижаться за счет усиления спонтанного излучения при отражении от окон и стенок газовой кюветы, за счет различных интерференционных и дифракционных эффектов, а также неоднородного распределения интенсивности накачки по длине кюветы.

### 3. Оптимизация параметров газового лазера с оптической накачкой

Задачу оптимизации параметров газового лазера с оптической накачкой можно сформулировать следующим образом: при заданных параметрах импульса накачки требуется найти параметры газовой среды и лазерного резонатора, обеспечивающие максимальную эффективность генерации. Проведем такой анализ для HCl-лазера с накачкой в третий колебательный обертоном на переходе (3–0)  $R(3)$  ( $\lambda_p = 1.1888$  мкм). Будем считать, что лазерная генерация происходит на переходах (3–2)  $P(5)$  ( $\lambda_{L1} = 3.7385$  мкм) и (2–1)  $P(6)$  ( $\lambda_{L2} = 3.7711$  мкм).

Определим сначала основные факторы, ограничивающие эффективность газового лазера с оптической накачкой. Рассмотрим лазер с длиной газовой кюветы  $L_g = 50$  см и длиной резонатора  $L = 100$  см. Пусть средний по длине резонатора поперечный диаметр зоны накачки  $d = 0.24$  см, коэффициент пропускания выходного зеркала резонатора  $T = 50\%$ , энергия импульса накачки составляет 20 мДж при длительности импульса 10 нс. На рис.7 приведены зависимости коэффициента поглощения излучения накачки в газовой кювете  $e$ , дифференциальной ( $\eta_{abs}$ ) и полной ( $\eta$ ) эффективностей лазерной генерации от давления газа в кювете  $p$  ( $\eta = E_L/E_p$ ,  $\eta_{abs} = E_L/(eE_p)$ ). Сплошные кривые соответствуют генерации на переходе (3–2)  $P(5)$ , а штриховые – на переходе (2–1)  $P(6)$ . Расчеты проводились при скоростях VV-релаксации  $k_{VV} = 5 \times 10^{-12}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> =  $2 \times 10^5$  с<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup> (табличное значение) (кривые 1),  $5 \times 10^{-13}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> =  $2 \times 10^4$  с<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup> (кривые 2) и  $k_{VV} = 0$  (кривые 3). Для сравнения скорость накачки составляет (в зависимости от давления газа)  $2 \times 10^6 - 4 \times 10^5$  с<sup>-1</sup>, а длительность лазерного импульса равна 50–500 нс.

При разных скоростях VV-релаксации кривые на рис.7,а совпадают. Видно, что при давлениях выше 100 Тор коэффициент поглощения практически перестает изменяться. Такое поведение связано с тем, что увеличение числа молекул в кювете компенсируется снижением пикового сечения линии поглощения, обусловленным столкновительным уширением линии. Насыщение коэф-

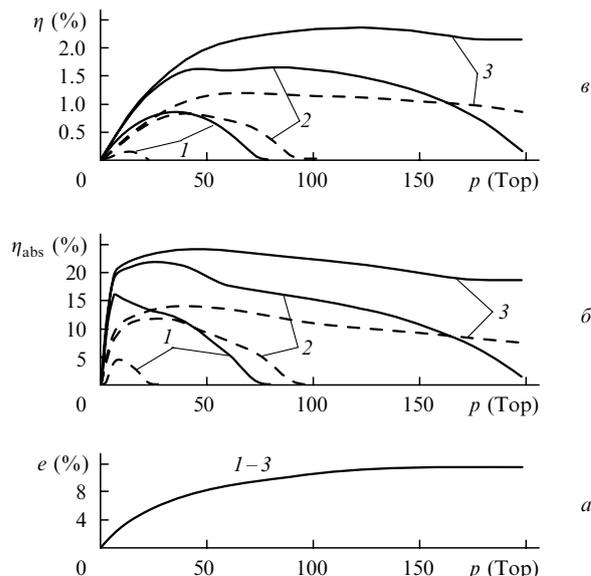


Рис.7. Зависимости параметров HCl-лазера от давления газа в кювете  $p$  (см. текст).

фициента поглощения накачки наступает в том случае, когда столкновительная ширина линии (при константе столкновительного уширения 10 МГц/Тор) значительно превышает доплеровскую ширину (500 МГц) и зависимость ширины линии от давления становится линейной.

Если VV-релаксация в газовой системе отсутствует (кривые 3 на рис.7), то дифференциальная эффективность генерации HCl-лазера быстро достигает максимума и затем начинает медленно уменьшаться с ростом давления вследствие уменьшения пикового сечения лазерного перехода при столкновительном уширении линии (рис.7,б). Несмотря на то что лазерный переход является самоограниченным, суммарный дифференциальный КПД лазера в отсутствие VV-релаксации достигает 40% (25% на переходе (3–2)  $P(5)$  и 15% на переходе (2–1)  $P(6)$ ). Таким образом, квантовый выход генерации составляет 120%. Это объясняется каскадным характером лазерной генерации: генерация на переходе (3–2)  $P(5)$  является накачкой для перехода (2–1)  $P(6)$ , в свою очередь, генерация на переходе (2–1)  $P(6)$  приводит к опустошению нижнего лазерного уровня перехода (3–2)  $P(5)$ , повторному возникновению генерации в этом канале и т.д. Полная эффективность лазера значительно меньше дифференциальной из-за невысокого коэффициента поглощения накачки (рис.7,в). Максимум полной эффективности примерно соответствует давлению, при котором происходит насыщение коэффициента поглощения накачки.

Кривым 2 на рис.7 соответствует скорость VV-релаксации  $k_{VV} = 2 \times 10^4$  с<sup>-1</sup>·Тор<sup>-1</sup> (что в десять раз ниже реального значения). При давлениях ниже 50 Тор скорость накачки газовой среды превышает скорость VV-релаксации, дифференциальный КПД лазера близок к предельному значению, а полный КПД определяется коэффициентом поглощения излучения накачки в газовой кювете. При давлениях выше 50 Тор скорость VV-релаксации превышает скорость накачки и дифференциальный КПД лазера начинает уменьшаться. Однако полная эффективность лазера продолжает расти, т.к. увеличивается коэффициент поглощения накачки. Максимум зависимости полной эффективности от давления достигается, когда увеличение поглощения накачки перестает компенси-

вать опустошение верхних лазерных уровней за счет VV-релаксации.

Для кривых 1 на рис.7 скорость  $k_{VV} = 2 \times 10^5 \text{ с}^{-1} \times \text{Тор}^{-1}$  (реальное значение). В этом случае VV-релаксация начинает доминировать над накачкой уже при низких давлениях. Максимум полной эффективности лазера достигается при давлении 35 Тор (коэффициент поглощения накачки в этом случае составляет 50 % от максимального). В результате, по сравнению с «идеальным» случаем газовой среды без VV-релаксации, дифференциальный КПД лазера уменьшается примерно в два раза, а полный КПД – в четыре.

Рассмотрим теперь, как эффективность лазера зависит от параметров резонатора (длины  $L$ , среднего поперечного диаметра зоны накачки  $d$  и коэффициента пропускания выходного зеркала  $T$ ). На рис.8 показано, как меняется эффективность лазера  $\eta$  и задержка лазерного импульса относительно импульса накачки  $\tau$  в зависимости от длины резонатора  $L$ . Расчеты проводились для газовой кюветы длиной 50 см, давления газа 35 Тор и коэффициента пропускания  $T = 50 \%$ . Параметры импульса накачки были такими же, как и для рис.7. Начальная длина резонатора составляла 100 см, диаметр  $d = 0.24$  см (минимальный средний диаметр лазерной моды в устойчивом резонаторе такой длины, см. п.2.4). С уменьшением  $L$  поперечный диаметр  $d$  может либо оставаться постоянным (кривые 1), либо уменьшаться согласованно с длиной резонатора:  $d \sim (\lambda L)^{1/2}$  (кривые 2).

Из рис.8 видно, что с уменьшением длины резонатора эффективность лазера возрастает как при постоянном (завышенном), так и при переменном (минимальном) диаметре зоны накачки. Кроме того, уменьшение длины резонатора приводит к возникновению каскадной генерации на переходах (3–2)  $P(5) - (2-1) P(6)$  (штриховые кривые). Такой ход зависимостей можно объяснить с помощью рис.8,б. С уменьшением  $L$  уменьшается время развития лазерной генерации, соответственно опустошение верхних лазерных уровней за счет VV-релаксации происходит в меньшей степени и в результате растет энергия лазерного импульса. Если одновременно с уменьшением  $L$  уменьшается диаметр зоны накачки, то скорость накачки растет (при неизменной скорости VV-релаксации), время развития лазерной генерации еще больше уменьшается и достигается максимальная эффективность лазера. Для иллюстрации на рис.9 приве-

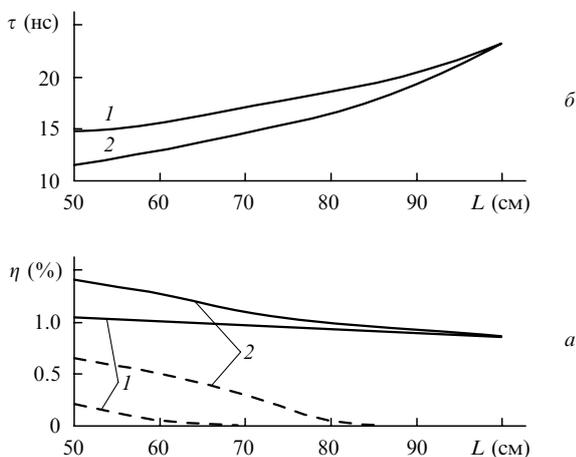


Рис.8. Зависимости параметров HCl-лазера от длины резонатора  $L$  при постоянном (1) и уменьшающемся (2) диаметре  $d$ .

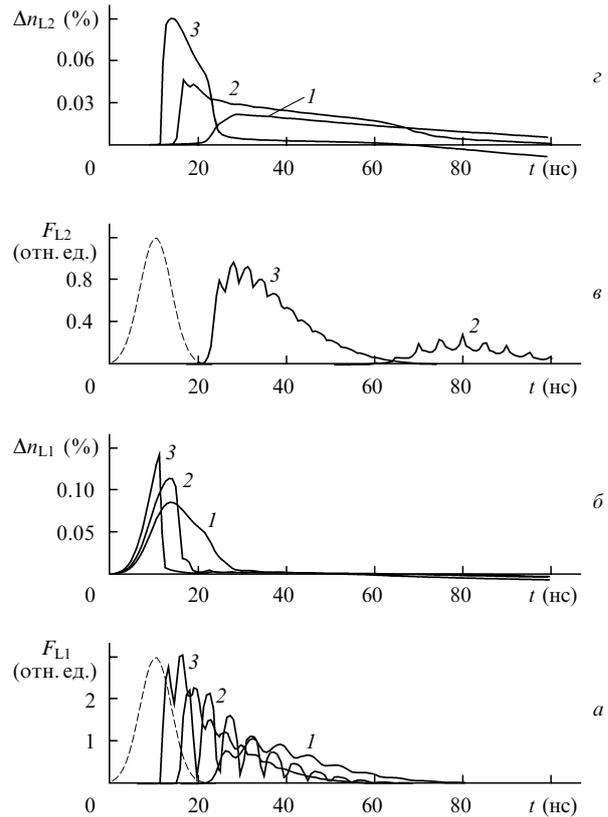


Рис.9. Временные характеристики импульса генерации HCl-лазера при диаметре зоны накачки  $d = 0.24$  (1),  $0.21$  (2) и  $0.17$  см (3).

дены временные зависимости характеристик газовой лазера: плотностей потока фотонов  $F_{L1}$  и  $F_{L2}$  при генерации на переходах (3–2)  $P(5)$  и (2–1)  $P(6)$  (рис.9,а,в), а также относительных инверсий населенностей  $\Delta n_{L1} = [n_{P1} - (g_{P1}/g_{L1})n_{L1}]/N_g$  и  $\Delta n_{L2} = [n_{L1} - (g_{L1}/g_{L0})n_{L0}]/N_g$  на этих переходах (рис.9,б,г). Расчеты проводились для резонаторов длиной 100, 75 и 50 см при диаметре зоны накачки 0.24, 0.21 и 0.17 см (кривые 1, 2 и 3 соответственно), штриховой кривой на рис.9,а,в показан импульс накачки. С уменьшением длины резонатора и ростом интенсивности накачки начальная инверсия в газовой среде возрастает, хотя коэффициент поглощения накачки при этом не меняется. Увеличение энергии лазерного импульса происходит, во-первых, за счет роста начальной инверсии, а во-вторых, за счет уменьшения времени развития лазерного импульса (VV-релаксация подавляет генерацию в меньшей степени). Например, значительная задержка импульса лазерной генерации в резонаторе длиной 100 см приводит к тому, что инверсия на фронте лазерного импульса оказывается примерно вдвое ниже максимальной инверсии в газовой среде.

На рис.10 показано, как изменяется эффективность газовой лазера в зависимости от коэффициента пропускания выходного зеркала  $T$ . Расчеты проводились для резонатора длиной  $L = 50$  см, диаметра пучка накачки  $d = 0.17$  см и давления газа 35 Тор. Видно, что при изменении коэффициента пропускания в широком диапазоне (0.25–0.75) эффективность генерации меняется достаточно мало, что обусловлено высоким коэффициентом ненасыщенного усиления в газовой среде (примерно  $4 \times 10^7$  за один проход кюветы). Отметим, что эффективность лазера остается значительной даже при  $T = 1$ , т. е. при открытом резонаторе. Таким образом, при интен-

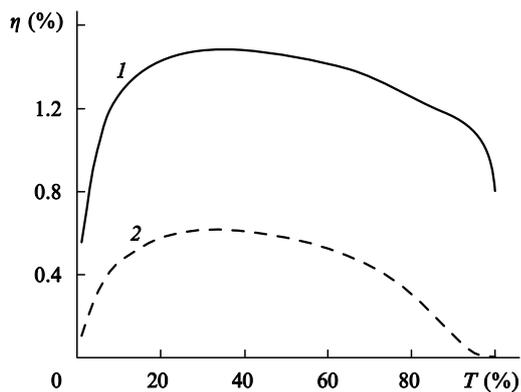


Рис.10. Зависимости эффективности HCl-лазера  $\eta$  от коэффициента пропускания выходного зеркала  $T$  при генерации на переходах (3–2)  $P(5)$  (1) и (2–1)  $P(6)$  (2).

сивной накачке коэффициент обратной связи в резонаторе может быть выбран минимальным. Резонатор в данном случае служит для формирования диаграммы выходного пучка; в частности, может использоваться неустойчивый резонатор.

Приведенные результаты позволяют заключить, что основными факторами, ограничивающими эффективность HCl-лазера с оптической накачкой, являются VV-релаксация и насыщение коэффициента поглощения накачки в газовой среде, обусловленное столкновительным уширением линии поглощения (см. пояснения к рис.7,а). Если скорость накачки превышает скорость VV-релаксации вплоть до давлений 100–150 Тор, то эффективность лазера определяется коэффициентом поглощения газовой кюветы. При более низких интенсивностях накачки опустошение верхних лазерных уровней за счет VV-релаксации становится существенным, поэтому оптимальное давление газа и, следовательно, эффективность лазерной генерации уменьшаются. Параметры резонатора также оказывают значительное влияние на характеристики лазера. Было показано, что длина резонатора должна выбираться минимальной, т. е. по возможности близкой к длине кюветы. Диаметр зоны накачки также следует выбирать наименьшим, чтобы обеспечить ее максимальную интенсивность. Предел уменьшения поперечного размера пучка накачки определяется дифракционными эффектами (см. п.2.4).

Таким образом, если заданы энергия и длительность импульса накачки, а также длина газовой кюветы, то задача оптимизации HCl-лазера сводится к определению давления газа в кювете  $p$ , при котором обеспечивается максимальная эффективность генерации. Результаты такой оптимизации представлены на рис.11. На нем показано, как зависят от энергии импульса накачки  $E_p$  ( $\delta t_p = 10$  нс) параметры лазера: полная эффективность генерации  $\eta$  (рис.11,а), дифференциальная эффективность  $\eta_{\text{abs}}$  (рис.11,б), коэффициент поглощения накачки  $e$  (рис.11,в), оптимальное давление газа  $p_{\text{opt}}$  (рис.11,г). Расчеты проводились для длины газовой кюветы 25, 50 и 100 см (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Полагалось, что длина резонатора совпадает с длиной кюветы, а диаметр зоны накачки минимален (0.12, 0.17 и 0.24 см). Поскольку добротность резонатора не оказывает существенного влияния на характеристики лазера, то считалось, что паразитные потери в резонаторе равны нулю, а коэффициент пропускания выходного зеркала  $T = 50\%$ .

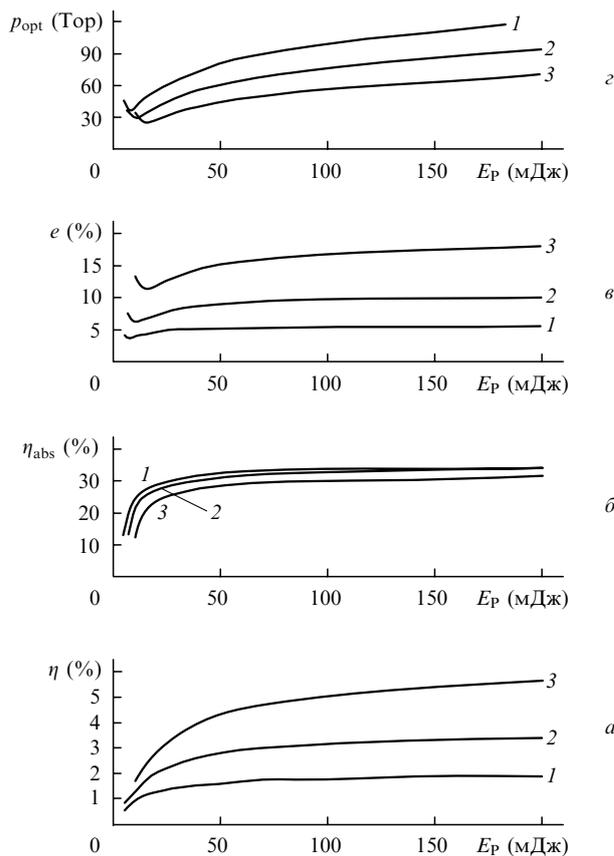


Рис.11. Зависимости параметров HCl-лазера от энергии импульса накачки  $E_p$  при  $L_g = 25$  (1), 50 (2) и 100 см (3).

Из рис.11 видно, что при энергиях накачки 50–200 мДж дифференциальная эффективность лазера  $\eta_{\text{abs}}$  практически не изменяется и составляет примерно 30% (квантовый выход 100%). Полная эффективность лазера  $\eta$  определяется коэффициентом поглощения излучения накачки  $e$  и быстро растет с увеличением длины газовой кюветы. Оптимальное давление газа  $p_{\text{opt}}$  растет с увеличением энергии импульса накачки, оставаясь при этом менее 100 Тор (давление, при котором происходит насыщение коэффициента поглощения накачки, см. пояснения к рис.7). Это говорит о том, что максимальное давление газа в кювете ограничено VV-релаксацией. Наши расчеты показали, что при энергии накачки 100–200 мДж эффективность лазера может быть увеличена до 10–12%, если использовать газовую кювету длиной 300–500 см. Однако реализовать на практике лазер с резонатором такой длины затруднительно.

#### 4. Заключение

В настоящей работе представлена математическая модель молекулярного газового лазера с оптической накачкой в третий колебательный обертоном. Получено удовлетворительное согласие результатов численных расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

Показано, что основным фактором, ограничивающим эффективность лазера является низкий коэффициент поглощения излучения накачки в молекулярном газе (при накачке в третий колебательный обертоном сечение поглощения накачки составляет примерно  $10^{-20}$  см<sup>2</sup>, тогда как сечение лазерного перехода –  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>). При

этом максимальный коэффициент поглощения газовой среды ограничен столкновительным уширением линии поглощения. Наши расчеты показали, что для HCl насыщение коэффициента поглощения наступает при давлениях 100–150 Тор. Еще одним фактором, ограничивающим давление в газовой кювете и эффективность лазерной генерации, является VV-релаксация. Таким образом, для достижения высокой эффективности лазерной генерации требуется комплексная оптимизация параметров лазера: длины газовой кюветы и давления в ней, длины лазерного резонатора и поперечного размера зоны накачки.

Методами численного эксперимента оптимизированы параметры лазера при различных энергиях накачки. Расчеты проводились для HCl-лазера с накачкой на переходе (3–0)  $R(3)$  и генерацией на переходах (3–2)  $P(5)$  и (2–1)  $P(6)$ . Было показано, что при энергии накачки 100–200 мДж и длине газовой кюветы 100 см эффективность молекулярного HCl-лазера составляет около 5 % при коэффициенте поглощения накачки  $\sim 15$  %.

Приведенные цифры можно считать верхней оценкой эффективности молекулярного лазера, поскольку в разработанной нами модели не учтены процессы усиления спонтанного излучения, неоднородность распределения излучения накачки в газовой среде, интерференционные эффекты и т. п. На наш взгляд, существенного улучшения характеристик лазера можно добиться, используя схемы

задающий генератор–усилитель или внутрирезонаторную оптическую накачку молекулярного газа [12].

Настоящая работа была выполнена при поддержке НЦЛМТ ИОФАН, EOARD и ISTC в рамках Партнерского проекта № 1697р.

1. McCord J.E., Miller H.C., Hager G., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1602 (1999).
2. McCord J.E., Jonin A.A., Philips S.P., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 1041 (2000).
3. Miller H.C., Radzykewycz D.T., Hager G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 2395 (1994).
4. Miller H.C., McCord J.E., Hager G., et al. *J. Appl. Phys.*, **84**, 3467 (1998).
5. Басиев Т.Т., Дорошенко М.Е., Кравцов С.Б. и др. *Квантовая электроника*, **33**, 210 (2003).
6. Vassiliev S.V., Kyzmina M.A., Basiev T.T., Hager G.D. *Proc. of the High-Power Laser Ablation Intern. Symp.* (Taos, NM, USA, 2002).
7. *Таблицы физических величин*. Под ред. И.К.Кикоина (М.: Атомиздат, 1976).
8. Leone S.R. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **11**, 953 (1982).
9. Oba D., Agrawalla B.S., Setser D.W. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **34**, 283 (1985).
10. Rinsland C.P., Goldman A., et al. *J. Quant. Spectr. Rad. Transfer*, **60**, 665 (1998).
11. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
12. Vassiliev S.V., Kyzmina M.A., Basiev T.T., Hager G.D. *Laser Phys.*, **12**, 533 (2002).