

УДК 621.373.826.038.823

Б. И. Степанов
В. В. Чураков

**УЛУЧШЕНИЕ ВЫХОДНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ
НА CO₂**

Введение. Значительный прогресс, достигнутый за последние несколько лет в лазерной фотохимии и спектроскопии, в разработке лазерных систем среднего и дальнего ИК-диапазона, в решении проблемы лазерного термоядерного синтеза и т. д., связан с использованием молекулярных лазеров на CO₂. Принципиальным шагом для этого было создание эффективных ТЕА-систем как с самостоятельным, так и с несамостоятельным разрядом, работающих при атмосферном и более высоких давлениях активной среды [1, 2].

Тем не менее потенциальные возможности мощных CO₂-лазеров используются еще далеко не полностью. В данной работе показано, что имеются необходимые условия для значительного расширения спектра частот, генерируемого лазерами на CO₂ при давлении порядка атмосферного (и меньше), увеличения эффективности мощных лазерных систем наносекундного диапазона для лазерного термоядерного синтеза, а также для динамической перестройки частоты излучения за время импульса генерации в лазерах высокого давления.

Расширение спектра генерации CO₂-лазеров атмосферного давления. В настоящее время расширение спектра генерируемых частот достигается посредством увеличения давления активной среды, что связано с усложнениями лазерной системы. Однако значительные мощности излучения на большом числе новых частот могут быть получены и в CO₂-лазерах, работающих при атмосферном давлении. Для этого необходимо использовать линии полос 00°n—[10°(n—1), 02°(n—1)]_{I,II} [3] (сейчас используются только колебательно-вращательные переходы полос с n=1). Участок спектра, иллюстрирующий положение частот основной полосы (n=1) и других полос последовательности n=2, 3, показан на рис. 1.

В рамках «температурной» модели [4] коэффициент усиления для центра J-той линии в n-й полосе (10,6 мкм) определяется выражением

$$(k'_{yc})_n^J = \frac{n (\kappa'_{yc})_1^J (\epsilon_3 - \epsilon_1) F(J) \epsilon_3^{n-1}}{(1 + \epsilon_1)^2 (1 + 0,5 \epsilon_2)^2 (1 + \epsilon_3)^2 (1 + \epsilon_3)^{n-1}}, \quad (1)$$

где $(\kappa'_{yc})_1^J$ — предельный коэффициент усиления для центра J-той линии полосы 00°1—[10°0, 02°0]_I, F(J) — больцмановская функция распределения молекул по вращательным состояниям, ϵ_i — число квантов в i-том типе колебаний в расчете на одну молекулу (индексы 1, 2, 3 характеризуют симметричный, деформационный и асимметричный типы колебаний). В выражении (1) для простоты не учитываются зависимости

вращательной постоянной, дипольного момента перехода, сечения уширения и длины волны перехода от номера колебательного уровня.

Простые оценки для случая фиксированных значений ϵ_1 и ϵ_2 показывают, что при $\epsilon_3 \geq 0,3 \sim 0,5$ усиления на полосах $n=1 \div 3$ сравнимы

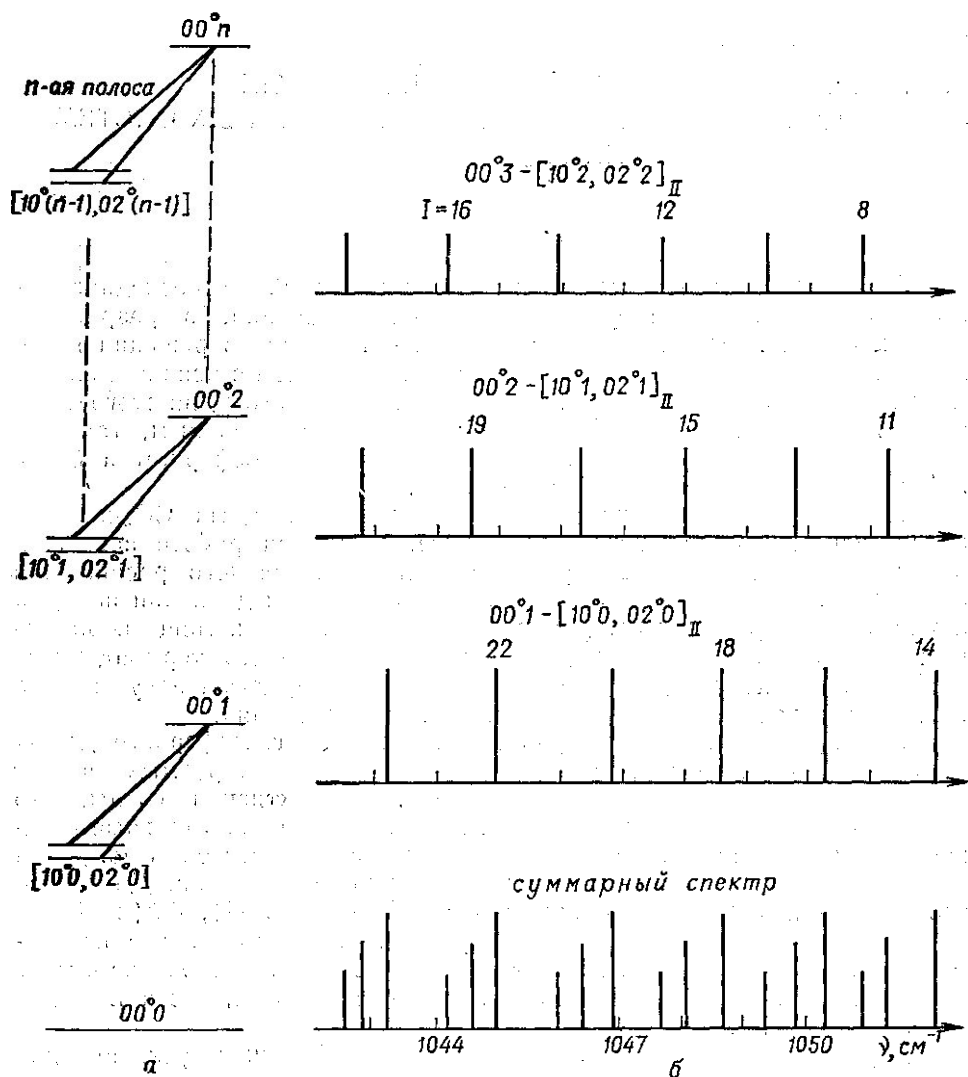


Рис. 1. Упрощенная схема уровней энергии молекулы CO_2 (а) и участок спектра колебательно-вращательных линий; p — ветви нескольких полос $00^n - [10^n(n-1), 02^n(n-1)]_{I,II}$ в области 1050 cm^{-1} (б)

друг с другом по величине. Усиление на n -й полосе достигает своего наибольшего значения при $\epsilon_3 = n$, причем максимальное усиление на n -й полосе превышает его значение для $(n-1)$ полосы. Однако это различие не слишком велико. Подставляя $\epsilon_3 = n$ в (1) и пренебрегая ϵ_1 по сравнению с ϵ_3 , получаем отношение максимальных коэффициентов усиления для соседних полос

$$(k_{yc}^n)_{\max} / (k_{yc}^{n-1})_{\max} = \left(\frac{n}{n+1} \right)^{n+1} / \left(\frac{n-1}{n} \right)^n. \quad (2)$$

Для $n=2$ $(k_{yc}^2)_{\max} / (k_{yc}^1)_{\max}$ равно 1,185, для $n=3$ — 1,068.

Рассмотрим теперь, какие величины усиления могут иметь место при электрическом и оптическом возбуждении.

Электрическое возбуждение. К настоящему времени моделирование физических процессов в молекулярных лазерах на CO_2 с несамостоятельным разрядом достигло значительного совершенства и позволяет получать хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. Для анализа кинетики коэффициентов усиления в различных полосах последовательности была использована модель физических процессов, подобная описанной в [5]. На рис. 2 представлены временные зависимости коэффициентов усиления для центров первых трех полос, а также для величин ε_1 . Расчет выполнялся при $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 4,5 : 4,5$, общее давление $P=1$ атм, начальная температура газа $T_0=290$ К, удельная мощность электрической накачки $W_{\text{н}}=80$ кВт/см³.

Временные зависимости, изображенные на рис. 2, показывают, что усиление для всех полос последовательности достигает максимума ранее, чем становится максимальной величина ε_3 . Основной причиной этого является достаточно быстрый разогрев деформационного типа колебаний — рост величины ε_2 . Увеличение ε_2 приводит к значительному уменьшению заселенности основного и верхних лазерных состояний. Разогрев деформационного типа колебаний обусловлен следующими факторами: непосредственное возбуждение при столкновении с электронами, релаксация энергии из асимметричного типа колебаний и увеличение температуры газа. Преобладание того или иного процесса зависит от состава газа и параметров разряда.

Из рис. 2 также следует, что время достижения максимального значения коэффициента усиления (t_{\max}) увеличивается с номером полосы n . Полное время существования усиления, согласно (1), не зависит от n . Однако τ (время существования усиления на уровне $1/2 k_{yc}^{\max}$) изменяется с ростом n , уменьшаясь от 9 мкс для 2-й полосы до 6,8 мкс для 3-й полосы. Эти закономерности объясняются более сильной зависимостью усиления от ε_3 для полос с большим n (множитель $\left(\frac{\varepsilon_3}{1+\varepsilon_3} \right)^{n-1}$ в выражении для коэффициента усиления (1)).

В настоящее время проводится детальное исследование условий достижения максимального усиления для различных полос при электрическом разряде. Тем не менее уже первые результаты показывают, что в электроразрядных CO_2 -лазерах атмосферного давления на линиях 2-й и 3-й полос усиление достигает значительной величины (0,01—0,02 см⁻¹). Следовательно, спектр генерируемых частот ТЕА— CO_2 -лазеров, работающих при давлении, меньшем или равном 1 атм, может быть значительно расширен. Заметим, что незначительное увеличение давления (до 1,5—1,8 атм) должно также позволить осуществлять плавную перестройку частоты в достаточно большом спектральном диапазоне.

Резонансное оптическое возбуждение. Из формулы (1) непосредственно следует, что для достижения усиления на полосах рассматриваемой последовательности, сравнимого с усилением в обычной полосе ($n=1$), необходим значительный разогрев асимметричного типа колебаний без возбуждения других колебательных степеней свободы молекулы CO_2 и повышения температуры газа. Наиболее идеально этим

требованиям удовлетворяет резонансная оптическая накачка молекул CO_2 в полосе 4,3 мкм излучением лазера на Nb^{81} .

Для эффективного возбуждения асимметричного типа колебаний излучением накачки необходимо, чтобы имело место насыщение колебательно-вращательного резонансного перехода линии возбуждения. В противном случае излучение накачки поглощается на малых расстояниях и достигаемое усиление невелико [6, 7]. При выполнении данного

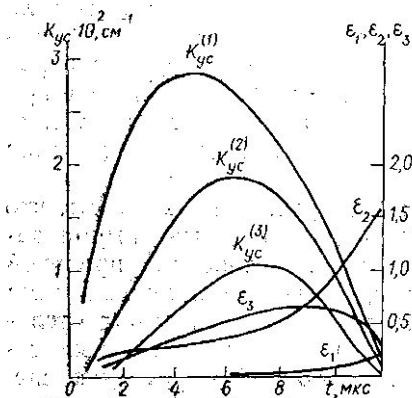


Рис. 2. Зависимость от времени $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ и коэффициентов усиления в максимумах полос $n=1-3$ в лазере с несамостоятельным разрядом

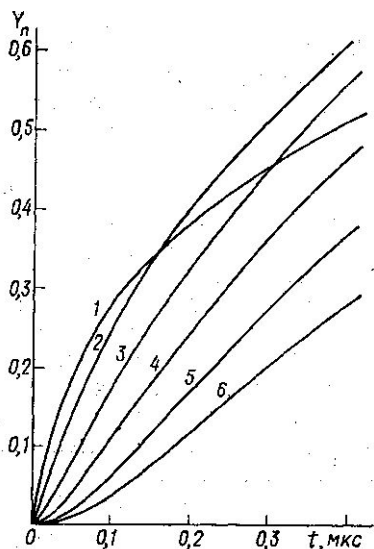


Рис. 3. Зависимость от времени полного коэффициента усиления за проход в максимумах полос с $n=1$ (1), ..., 6 (6) при оптической накачке

условия квазиравновесное распределение молекул в пределах отдельной колебательной степени свободы не нарушается, так как скорость внутримодовой $V-V$ -релаксации в CO_2 превышает скорость установления вращательного равновесия при насыщении колебательно-вращательного перехода. В этом случае достигается практически равномерное возбуждение активной среды [8].

В приближении отсутствия релаксации [8] полный коэффициент усиления за проход по резонатору, реализуемый на линии J полосы $00^n - [10^n(n-1), 02^n(n-1)]_1$, молекулы CO_2 к концу импульса накачки описывается выражением

$$Y_n^J = \frac{n (\kappa_{yc}^J)^l (\epsilon_3 - \epsilon_1) F(J) \epsilon_3^{n-1}}{(1 + \epsilon_{10})^2 (1 + 0,5 \epsilon_{20})^2 (1 + \epsilon_3)^2 (1 + \epsilon_3)^{n-1}} L_{np}, \quad (3)$$

где

$$\epsilon_3 = (3/2 v_r y_0^J P \tau_n + 1)^{1/3} - 1, \quad (4)$$

$$L_{np} = R_n^0 / N h \nu_3 \epsilon_3. \quad (5)$$

Здесь L_{np} — прокачиваемая длина, R_n^0 — начальная поверхностная плотность энергии накачки, N — число молекул CO_2 в единице объема, ν_3 —

частота асимметричных колебаний молекулы CO_2 , ε_{i0} — равновесное значение ε_i при температуре газа T_0 , v_r — скорость вращательной релаксации, y_0^j — начальная разность населенностей вращательных подуровней в канале накачки, P — давление активной среды и τ_n — длительность импульса накачки.

Результаты численного решения полной системы уравнений для расчета коэффициентов усиления в максимумах шести полос рассматриваемой последовательности приведены на рис. 3. Уравнения решались для чистого CO_2 при следующих параметрах: давление — 100 мм рт. ст., температура газа — 300 К, поверхностная плотность энергии накачки на входе — 0,7 Дж/см² и длительность импульса — 400 нс. Прокачиваемая длина в этом случае составляет около 3,5 см. Как видно из рис. 3, усиление на всех шести полосах быстро достигает соизмеримых величин (0,07—0,2 см⁻¹), причем усиление на 2-й и 3-й полосах начинает превышать усиление для полосы с $n=1$.

Рассмотренный пример показывает, что в случае оптической резонансной накачки может быть получен еще более богатый спектр частот генерации, а использование смеси изотопов молекул позволит осуществить практически плавную перестройку частоты генерации при давлении активной среды значительно меньше атмосферного.

Усиление коротких импульсов. Большое внимание уделяется в последнее время созданию мощных лазерных систем наносекундного диапазона. В предложенных и экспериментально реализованных схемах усиления импульсов наносекундной длительности спектр усиливаемого излучения включает только колебательно-вращательные переходы полос $00^0 1$ — $[10^0 0, 0,2^0 0]_{г.д.}$. В усилительных каскадах используются рабочие давления порядка атмосферного. Тем самым накладывается ограничение на максимальную величину энергии, доступной для извлечения из активной среды усилителя. Она определяется энергией, запасенной только на колебательном уровне $00^0 1$ молекул CO_2 ($E_{00^0 1}$).

При уровнях возбуждения, характерных для ТЕА— CO_2 -лазеров с высоким коэффициентом усиления слабого сигнала, населенность более высоких колебательных уровней асимметричного типа колебаний молекул CO_2 также оказывается весьма значительной. Простые оценки показывают, что для смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 2$ при общем давлении 800 мм рт. ст. в диапазоне колебательной температуры асимметричного типа колебаний $T_3 \sim 2000$ —3200 К, характерного для ТЕА-систем на CO_2 , величина $E_{00^0 2}$ составляет от 0,2 до 0,35 $E_{00^0 1}$, а $E_{00^0 3}$ — от 0,05 до 0,12 $E_{00^0 1}$. При давлениях порядка атмосферы недостаточно высокая скорость V — V -обмена не позволяет извлекать эту энергию из усилителя в используемых сейчас лазерных системах наносекундного диапазона. Отсюда следует, что спектр усиливаемого сигнала должен содержать колебательно-вращательные линии полос $n=2$ и 3. Только в этом случае возможно эффективное использование энергии, запасенной в усилителе, без увеличения рабочего давления, а следовательно, дополнительного усложнения системы в целом.

Расчеты, выполненные в соответствии с [9], показывают, что для рассмотренной выше смеси при $T_3 = 2400$ К эффективность съема энергии для импульса, содержащего частоты в полосах $n=1, 2$, приблизительно на 23%, а в полосах $n=1, 2, 3$ — на 28% больше, чем для импульса, спектр которого содержит только полосу $n=1$.

Таким образом, значительное увеличение эффективности съема энергии для мощных лазерных систем наносекундного диапазона на CO_2 является вполне реальным, если использовать полосы, соответ-

ствующие более высоким значениям n . Для создания высокоэффективной лазерной системы необходима разработка задающего генератора, спектр излучения которого должен одновременно содержать частоты, соответствующие полосам $n=1, 2, 3$. Исследования, направленные на разработку такого генератора, в настоящее время проводятся.

Молекулярный свип-лазер высокого давления. Использование не-самостоятельного разряда позволило увеличить давление активной среды молекулярных лазеров на CO_2 до нескольких десятков атмосфер. Такие системы обладают широкими полосами усиления в области 8—12 мкм, что дает возможность осуществить плавную перестройку частоты генерации [10]. Во всех реализованных к настоящему времени лазерах высокого давления перестройка частоты осуществляется последовательно от импульса к импульсу.

Бполне очевидно, что возможность применения данных систем существенно расширяется при условии перестройки частоты излучения в течение импульса генерации [11]. Рассмотрим кратко некоторые особенности такого режима генерации лазера.

Для осуществления перестройки частоты генерации в пределах контура усиления активной среды необходимо создать селективные потери. Для практически наиболее интересных случаев выражение для коэффициента потерь молекулярного свип-лазера имеет вид

$$k_p(v_k, t) = \rho + k_c + k_{\text{пол}} + \frac{1}{l} \left(\frac{v_k - v(t)}{\sigma_c} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь σ_c — полуширина полосы пропускания селектора на уровне e^{-1} , l — длина активной среды, ρ — вредные потери в активной среде, k_c — потери в селективном элементе, $k_{\text{пол}} = \frac{1}{2l} \ln(R_1 R_2)^{-1}$ — полезные потери,

R_1, R_2 — коэффициенты отражения зеркал резонатора, v_k — собственные частоты резонатора, $v(t)$ — частота минимума потерь селектора. Изменение $v(t)$ по заданному закону приводит к перестройке частоты генерации, при этом мгновенный спектр определяется совокупностью собственных частот резонатора, скоростью возбуждения и параметрами среды.

Для линейного этапа развития генерации изменение коэффициента усиления можно аппроксимировать выражением $k_{yc} = k_{yc}^0 + at$, где k_{yc}^0 не зависит от времени, а величина a определяется скоростью накачки. В случае линейного закона изменения частоты минимума потерь селектора

$$v(t) = v_c + v_c t, \quad (7)$$

где v_c — частота настройки селектора в начальный момент времени, а v_c — скорость свипирования, частота максимума распределения плотности поля генерации по частотам равна

$$v_k^m = v_c + v_c t + \frac{a l \sigma_c^2}{2 v_c} - \sqrt{\left(\frac{a l \sigma_c^2}{2 v_c} \right)^2 + a l \sigma_c^2 t} \quad (8)$$

(это справедливо, если $4 v_c (v_k - v_c) \ll a l \sigma_c^2$). Из (8) непосредственно следует, что частота v_k^m не совпадает с минимумом потерь селектора, а величина затягивания $\Delta v_s = |v(t) - v_k^m|$ равна

$$\Delta v_s = \sqrt{\left(\frac{a l \sigma_c^2}{2 v_c} \right)^2 + a l \sigma_c^2 t} - \frac{a l \sigma_c^2}{2 v_c}$$

Эти выводы подтверждаются результатами точного численного решения системы уравнений, описывающей молекулярный свип-лазер высокого давления с несамостоятельным разрядом. При расчете учитывалась возможность одновременной генерации на 300 продольных модах с центральной частотой, соответствующей максимуму пропуска-

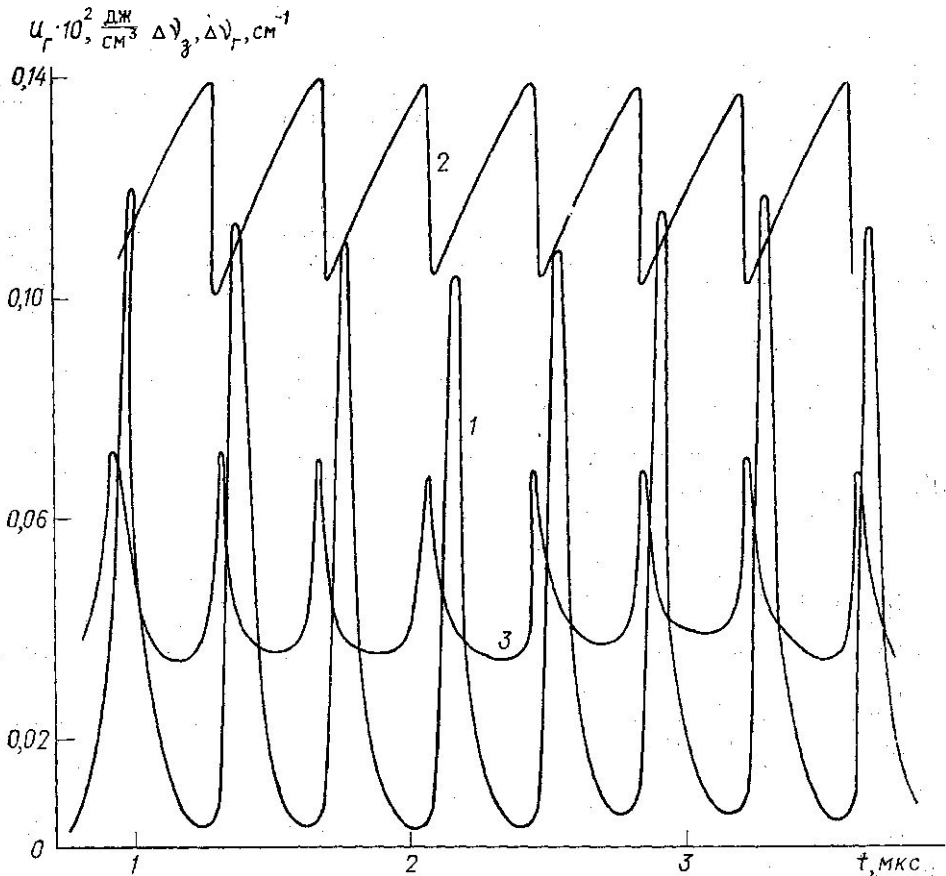


Рис. 4. Поведение во времени интегральной по спектру плотности поля генерации u_r (1), величины затягивания $\Delta\nu_z$ (2) и спектральной ширины генерации $\Delta\nu_r$ (3) в молекулярном свип-лазере

ния селектора (расстояние между модами $\Delta\nu$ определялось длиной резонатора L : $\Delta\nu=1/2L$, $L=0,005$ см⁻¹). На рис. 4 приведены расчетные зависимости, полученные при следующих условиях: давление активной среды $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$ равно 18 атм, энергия, вкладываемая в среду $E_{\text{вкл}}=2$ Дж/см³, длительность разряда 5 мкс, $\sigma_c=0,2$ см⁻¹, $v_c=-0,75$ см⁻¹/мкс, область перестройки 968—978 см⁻¹.

Из рис. 4 непосредственно следует, что началу формирования пика генерации соответствует минимальное затягивание $\Delta\nu_z$ (кривая 2) и максимальная спектральная ширина спектра $\Delta\nu_r$ (кривая 3). По мере нарастания поля происходит сужение спектра генерации, а затягивание увеличивается. Поскольку с увеличением затягивания потери на частоте ν_k^m возрастают и одновременно происходит восстановление инверсии,

то реализуются условия, приводящие к скачкообразному изменению $\Delta\nu$. В результате следующий пичок начинает формироваться на частоте, расположенной ближе к минимуму потерь селектора.

Проведенный анализ результатов расчета показывает, что для молекулярных лазеров высокого давления с несамостоятельным разрядом область перестройки частоты за время генерации может достигать нескольких десятков см^{-1} . Для этого необходимо разработать высокодобротные селекторы, позволяющие реализовать скорости свипирования $0,1\text{--}10 \text{ см}^{-1}/\text{мкс}$. В отличие от твердотельных и жидкостных свип-лазеров в молекулярных свип-лазерах параметрами импульса генерации можно эффективно управлять путем изменения давления активной среды.

Рассмотрение ряда возможностей улучшения выходных характеристик лазерных систем на CO_2 показывает, что область их применения может быть значительно увеличена. Использование полос с более высокими значениями $n(2, 3...)$ в широко распространенных ТЕА-лазерах на CO_2 позволит существенно расширить количество соединений для лазеров с оптической накачкой, а также для исследований в области лазерной химии и спектроскопии. Создание молекулярных свип-лазеров позволит также успешно решать новый круг задач в этих областях.

Авторы выражают глубокую признательность С. А. Трушину, Б. Ф. Кунцевичу, В. П. Попонину за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вуд О. Р. ТИИЭР, 1974, 62, 83.
2. Басов Н. Г., Беленов Э. М. и др. «Успехи физических наук», 1974, 2, 213.
3. Бертель И. М., Кунцевич Б. Ф. и др. «Журн. прикл. спектроскопии», 1978, 5, 804.
4. Гордиец Б. Ф., Соболев Н. А., Шелепин Л. А. ЖЭТФ, 1967, 53, 1822.
5. Дубовой Л. В., Зайцев В. А., Попонин В. П., Шанский В. Ф. Препринт Т-0216. Л., НИИЭФА, 1974.
6. Чураков В. В., Трушин С. А. «Журн. прикл. спектроскопии», 1976, 5, 794.
7. Степанов Б. И., Трушин С. А., Чураков В. В. «Квантовая электроника», 1976, № 6, 1320.
8. Кунцевич Б. Ф., Степанов Б. И. и др. «Квантовая электроника», 1978, 3, 556.
9. Трушин С. А., Чураков В. В. «Квантовая электроника», 1977, 2, 385.
10. Баграташвили В. А., Князев И. Н., Лобко В. В. «Квантовая электроника», 1975, 7, 1577.
11. Кунцевич Б. Ф., Степанов Б. И. и др. Препринт № 147, Институт физики АН БССР. Минск, 1978.

Институт радиотехники
Минск