

Динамика коэффициента усиления в импульсном лазерном усилителе на газовых смесях CO – He, CO – N₂ и CO – O₂

С.В.Ветошкин, А.А.Ионин, Ю.М.Климачев, А.Ю.Козлов, А.А.Котков,
О.А.Рулев, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын

Экспериментально исследована динамика коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) $G(t)$ в активной среде импульсного лазерного усилителя, действующего на колебательно-вращательных переходах $v + 1 \rightarrow vP(J)$ молекулы CO, включая высокие ($v > 15$) колебательные переходы. Продемонстрировано, что при увеличении колебательного числа v от 7 до 31 изменение G с течением времени происходит более медленно, а G_{max} при этом уменьшается в три раза. Обнаружено, что при фиксированном значении v скорость нарастания КУСС увеличивается при увеличении вращательного числа $J > 6$. Показано, что в кислородсодержащих газовых смесях (CO : O₂ = 1 : 19) величина G_{max} на нижних колебательных переходах (для $v < 13$) может быть значительно больше G_{max} в смеси, в которой вместо кислорода используется азот (CO : N₂ = 1 : 19). Обнаружено, что КПД CO-лазера на смеси с большим содержанием кислорода значительно превышает КПД CO лазера на азотсодержащей смеси (47% против 30%).

Ключевые слова: колебательный обмен, окись углерода, импульсный разряд, активная среда, лазерный усилитель, CO-лазер.

1. Введение

Молекулярный CO-лазер может действовать на колебательно-вращательных переходах как в полосе основных колебательных переходов ($v + 1 \rightarrow v$, длина волны $\lambda = 4.6 - 8.3$ мкм [1, 2]), так и в полосе первого колебательного обертона ($v + 2 \rightarrow v$, $\lambda = 2.5 - 4.2$ мкм [3, 4]). В работе [5] было показано, что в активной среде импульсного CO-лазера на обертоновых переходах коэффициент усиления слабого сигнала (КУСС) G имеет самые большие значения в диапазоне длин волн 3–4 мкм, соответствующем колебательным переходам $v = 20 - 35$. Интерес к обертоновому CO-лазеру связан именно с этим спектральным диапазоном. Во-первых, он перекрывает окно прозрачности атмосферы, что позволяет транспортировать лазерное излучение в атмосфере с малыми потерями [6], а во-вторых, многие молекулы имеют в этом диапазоне линии поглощения, которые нередко совпадают со спектральными линиями обертонового CO-лазера [7], что может быть использовано в различных применениях, например для мониторинга атмосферы. В связи с этим в работе [8] изучался вопрос о том, можно ли расширить спектр излучения сверхзвукового обертонового CO-лазера на интервал длин волн, который соответствует высоким обертоновым переходам. Моделирование активной среды такого лазера на импульсной лазерной установке показало, что время пролета возбужденного газа от области накачки до лазерного резонатора было недостаточным для достижения порогового значения КУСС на высоких колебательных переходах.

Динамика КУСС $G(t)$ в активной среде CO-лазера обусловлена процессами заселения колебательных уровней

при колебательном обмене энергией между молекулами, причем для высоких колебательных переходов ($v > 15$) заметную роль играют процессы многоквантового и асимметричного обмена [5, 9]. При этом величина G на колебательно-вращательных переходах изменяется со временем практически одинаково как для обертоновых, так и для основных колебательных переходов [8, 10]. Следовательно, данные о временной динамике КУСС в полосе основных колебательных переходов могут быть также использованы для разработки CO-лазера на обертоновых переходах. Ранее [11, 12] измерение динамики КУСС методом зондирования активной среды импульсного лазерного CO-усилителя проводилось только для нижних ($v < 15$) переходов в полосе основных колебательных переходов. Однако при разработке CO-лазеров с быстрой прокачкой газа (см., напр., [8, 13–17]), которые могли бы действовать как на нижних, так и на высоких колебательных переходах, важно знать, насколько быстро меняется величина G в различных условиях накачки активных молекул. Целью настоящей работы является исследование влияния удельного энерговклада, плотности и состава газовой смеси (CO–He, CO–N₂ и CO–O₂) на скорость изменения величины КУСС в широком диапазоне колебательных переходов молекулы CO, включая высокие ($v > 15$) переходы.

2. Экспериментальная установка

В качестве лазерного усилителя использовалась импульсная электроионизационная лазерная установка с длиной активной среды 1.2 м [18]. Рабочая смесь газов охлаждалась через боковые стенки разрядной камеры. В исследуемой части активной среды температура газа T перед импульсом разряда была равна $\sim 108 \pm 3$ К для смеси CO–He и 117 ± 4 К для смесей CO–N₂ и CO–O₂. Плотность газа в разрядной камере N_g в разных экспериментах изменялась от 0.04 до 0.12 Амага (1 Амага – плотность газа при нормальных условиях). Импульсную накачку среды (длительность разряда 0.04 мс) характери-

С.В.Ветошкин, А.А.Ионин, Ю.М.Климачев, А.Ю.Козлов, А.А.Котков, О.А.Рулев, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: aion@sci.lebedev.ru

зует средний удельный энерговклад Q_{in} , который можно было изменять от 100 до 1000 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ (различие значений среднего и локального энерговкладов обсуждалось в работе [9]).

При измерении величины КУСС зондирующим лазером служил непрерывный частотно-селективный СО-лазер низкого давления с накачкой разрядом постоянного тока и с криогенным охлаждением лазерной среды длиной 1 м [18]. Зондирующий СО-лазер действовал в полосе основных колебательных переходов на более чем 200 спектральных линиях (колебательные переходы от $v = 5$ до $v = 31$). Измерение КУСС в разрядной камере проводилось при позиционировании зондирующего лазерного пучка (диаметр 1 см) в середине межэлектродного промежутка высотой 9 см и шириной 16 см. Мощность излучения, падающего и прошедшего через лазерный усилитель, измерялась Hg–Cd–Zn–Te-фотодетекторами PEM-L-3. Интенсивность зондирующего лазерного пучка (не более 1 Вт·см⁻²) была много меньше интенсивности насыщения усиления ($\sim 10^2$ Вт·см⁻² [19]) в активной среде импульсного лазерного усилителя. Сигналы, поступающие с фотодетекторов, регистрировались осциллографами С8-14 и Tektronix TDS1012. На основе анализа зарегистрированных сигналов рассчитывалась зависимость $G(t)$, причем абсолютная погрешность значений G составляла 0.1 м⁻¹.

3. Усиление излучения в газовой смеси СО–Не

На рис.1 представлена временная динамика КУСС в газовой смеси СО:Не = 1:4, нормированная на максимальное значение G_{max} для каждого из четырех колебательно-вращательных переходов при $v = 15, 19, 26$ и 31. Момент времени, равный нулю ($t = 0$), соответствует началу импульса накачки активной среды в лазерном усилителе. С течением времени величина G изменяется следующим образом: в среде появляется поглощение излучения ($G < 0$), возникающее в начале заселения колебательных уровней, затем формируется инверсная населенность на колебательно-вращательных переходах и появляется усиление излучения ($G > 0$), которое быстро нарастает до максимального значения G_{max} , а потом медленно спадает. Время жизни инверсной населенности, т.е. временной интервал, на протяжении которого G имеет положительное значение, может во много раз превышать

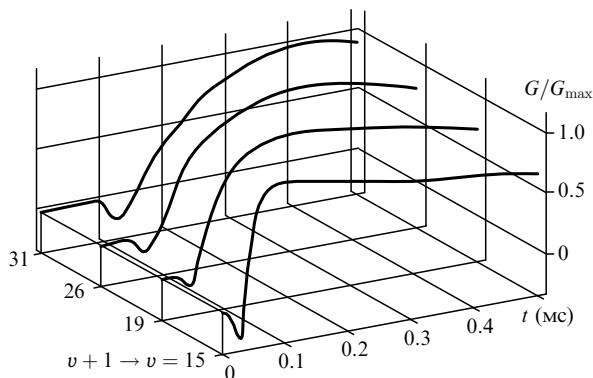


Рис.1. Коэффициент усиления слабого сигнала $G(t)$, нормированный на максимальное значение G_{max} для переходов $16 \rightarrow 15P(11)$, $20 \rightarrow 19P(14)$, $27 \rightarrow 26P(9)$, $32 \rightarrow 31P(9)$. Смесь СО:Не = 1:4, $N_g = 0.12$ Амага, $Q_{in} = 250$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

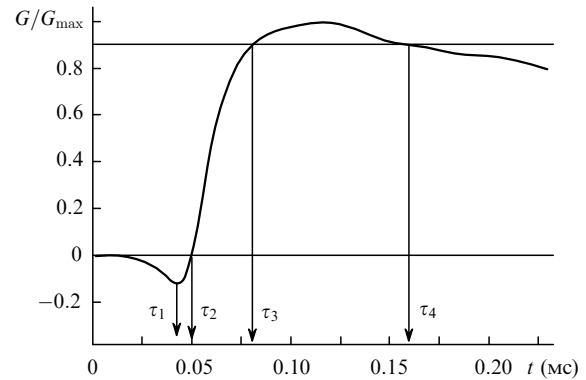


Рис.2. Определение времен $\tau_1 \div \tau_4$ на примере нормированной величины $G(t)/G_{max}$ для перехода $16 \rightarrow 15P(11)$. Остальные условия даны в подписи к рис.1.

длительность импульса накачки. В смеси СО:Не = 1:4 ($N_g = 0.12$ Амага) интервал времени, в течение которого $G(t) > 0.2G_{max}$, достигал 4 мс, т.е. в 100 раз превышал длительность импульса накачки. Чтобы исследовать, как меняется динамика КУСС в зависимости от условий возбуждения молекул, были определены четыре момента времени (рис.2), каждый из которых соответствует определенным значениям КУСС. При τ_1 поглощение излучения достигает максимального (по модулю) значения, при τ_2 поглощение сменяется усилением излучения, $G(t = \tau_2) = 0$, при τ_3 и τ_4 усиление излучения достигает уровня $G(t = \tau_3) = G(t = \tau_4 > \tau_3) = 0.9G_{max}$ на переднем и заднем фронтах импульса усиления соответственно.

Разность значений τ_2 и τ_3 ($\tau_{32} = \tau_3 - \tau_2$) характеризует длительность нарастания КУСС на переднем фронте импульса усиления, а величина $\tau_{43} = \tau_4 - \tau_3$ – длительность вершины импульса усиления. Относительная погрешность измерения времен $\tau_1 \div \tau_3$ составила 4%–8%, а τ_4 – 7%–15% (из-за медленного уменьшения величины $G(t)$ на заднем фронте импульса усиления).

С увеличением колебательного числа v (при одинаковых прочих условиях) времена $\tau_1 \div \tau_4$ также увеличивались, поскольку заселение более высоких колебательных уровней происходит в процессах колебательно-колебательного обмена за счет колебательной энергии, сосредоточенной на нижерасположенных уровнях. При этом величина КУСС растет более медленно, что проявляется на рис.1 в виде увеличения временной задержки усиления излучения (времена τ_1, τ_2) и длительности переднего фронта (τ_{32}). На рис.3 представлены зависимости $\tau_1 \div \tau_4$ от числа v при трёх значениях удельного энерговклада Q_{in} . С увеличением колебательного числа v от 15 до 31 значения $\tau_1 \div \tau_4$ возрастали в 3–4 раза. Изменение характера зависимости $\tau_4(v)$ при увеличении удельного энерговклада Q_{in} связано, по-видимому, с нагревом газовой смеси после импульса накачки. Значения вращательных чисел J для зондированных колебательно-вращательных переходов приведены в табл.1.

В пределах одного колебательного перехода увеличение вращательного числа J приводило к уменьшению $\tau_1 \div \tau_3$. На рис.4 представлены значения $\tau_1 \div \tau_3$ для одиннадцати колебательно-вращательных переходов, принадлежащих одной колебательной полосе ($10 \rightarrow 9$). Наибольшее относительное изменение наблюдалось для τ_2 и τ_3 : увеличение числа J от 6 до 16 приводило к уменьшению их значений в два раза. Примерно так же сокращалась длительность переднего фронта импульса КУСС τ_{32} – от

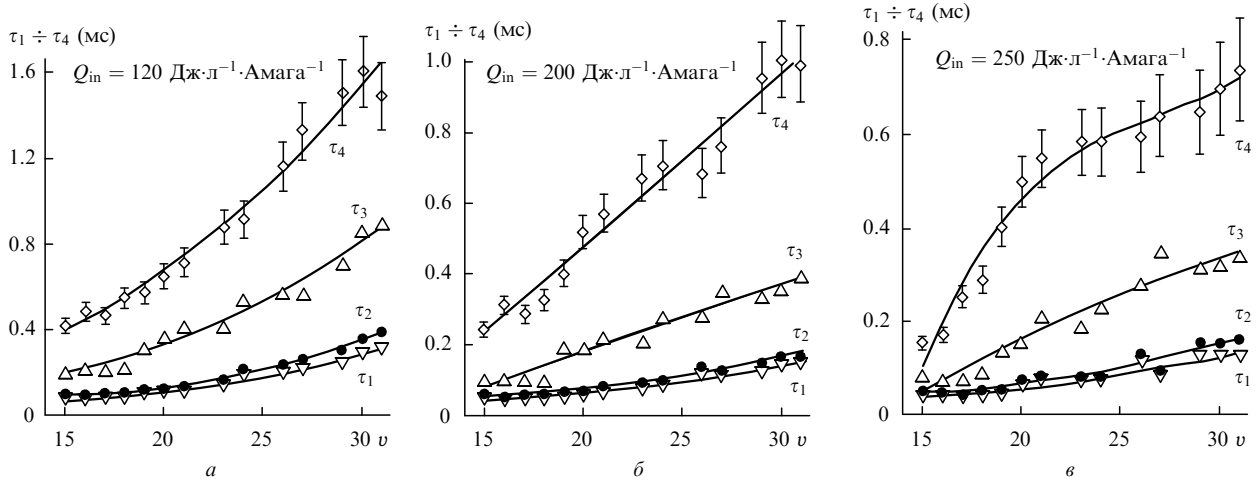


Рис.3. Зависимости времен $\tau_1 \div \tau_4$ от колебательного числа ν при различных значениях удельного энерговклада Q_{in} для смеси CO : He = 1 : 4; $N_g = 0.12$ Амага. Значения вращательных чисел J представлены в табл.1.

Табл.1. Вращательные числа J для зондировавшихся (рис.3) колебательно-вращательных переходов $\nu + 1 \rightarrow \nu P(J)$.

ν	15	16	17	18	19	20	21	23	24	26	27	29	30	31
J	11	10	11	12	14	14	14	11	13	9	13	8	8	9

0.140 до 0.065 мс, а τ_1 уменьшалось при этом в полтора раза (от 0.048 до 0.032 мс). Из за неравномерности вершины импульса усиления погрешность определения момента времени τ_4 составляла примерно 0.02 мс, поэтому небольшое уменьшение τ_4 (на 0.04 мс при $\langle \tau_4 \rangle = 0.45$ мс) с увеличением J носило характер тенденции.

Наблюдаемое изменение времен $\tau_1 \div \tau_3$ в зависимости от числа J связано с неравновесными процессами колебательного обмена. Ранее в работе [18] было показано, что соотношение $d\tau_2/dJ < 0$ выполняется, если населенность верхнего колебательного уровня $N_{\nu+1}$ возрастает быстрее, чем населенность нижнего уровня N_ν ,

$$\dot{N}_{\nu+1} > \dot{N}_\nu \equiv \frac{dN_\nu}{dt}, \quad (1)$$

а это происходит при формировании нестационарной колебательной функции распределения в виде плато. При этом изменение температуры газа считалось малым и пренебрегалось слабой зависимостью от J таких

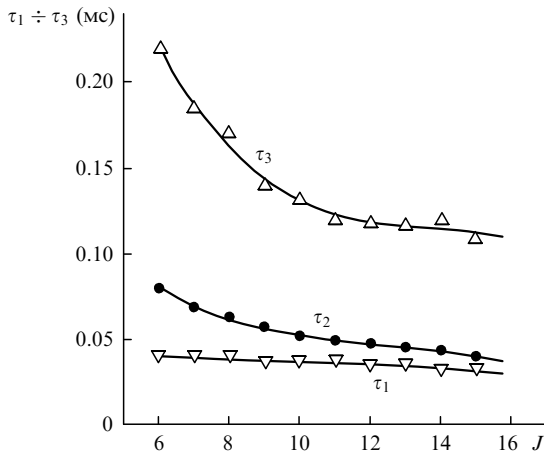


Рис.4. Зависимости времен $\tau_1 \div \tau_3$ на переходе $10 \rightarrow 9P(J)$ от вращательного числа J для смеси CO : He = 1 : 4 при $N_g = 0.12$ Амага, $Q_{in} = 100$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

параметров, входящих в выражение для КУСС, как вращательная постоянная B_ν , длина волны и ширина линии излучения [18, 20]. Покажем, что при тех же предположениях справедливо более общее утверждение: если выполняется условие (1), то скорость нарастания КУСС увеличивается с ростом числа J . Введем обозначение $X = J/J_0$, где $J_0 = J_B + 0.5 = [kT/(2B_\nu)]^{0.5}$; J_B соответствует максимуму бoльцмановского распределения населенности колебательного уровня ν по вращательным подуровням J ; k – постоянная Больцмана; T – температура газа. На переходе $\nu + 1 \rightarrow \nu P(J)$ скорость изменения КУСС

$$\begin{aligned} \dot{G} \sim X \exp(-0.5X^2) \left[\dot{N}_{\nu+1} \exp\left(\frac{0.5X}{J_0}\right) - \dot{N}_\nu \exp\left(-\frac{0.5X}{J_0}\right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

При выполнении соотношения (1) величина КУСС нарастает ($\dot{G} > 0$). Дифференцируя выражение (2) по переменной X , приходим к следующим соотношениям:

$$\frac{d\dot{G}}{dX} > 0,$$

если

$$\frac{\dot{N}_{\nu+1}}{\dot{N}_\nu} > \frac{1 - X^2 - 0.5X/J_0}{1 - X^2 + 0.5X/J_0} \exp\left(-\frac{X}{J_0}\right) \equiv f(X). \quad (3)$$

При $X > 1.5$ и $J_0 > 1$ (в эксперименте $J_0 = 4.6$) функция $f(X)$ принимает значения, меньшие единицы. Следовательно, при выполнении условия (1), т. е. при формировании плато колебательной функции распределения, для $J > 1.5J_0$ справедливы соотношения (3) и КУСС нарастает быстрее при увеличении J (на рис.4 – при $J > 6$).

Увеличение удельного энерговклада Q_{in} от 120 до 250 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ приводило к тому, что значения $\tau_1 \div \tau_4$ уменьшались (рис.3), а G_{max} – возрастали. Наибольшее G_{max} достигалось на нижних колебательных переходах и было равно 3.3 м⁻¹ для перехода $8 \rightarrow 7P(10)$. Для высоких переходов значения G_{max} также были довольно большими: например, для перехода $31 \rightarrow 30P(8)$ $G_{max} = 1.2$ м⁻¹. При удельном энерговкладе $Q_{in} = 250$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹

Табл.2. Времена $\tau_1 \div \tau_4$ на переходе $19 \rightarrow 18P(11)$ при трёх значениях плотности газа N_g и двух значениях удельного энерговклада Q_{in} в смеси CO:He = 1:4.

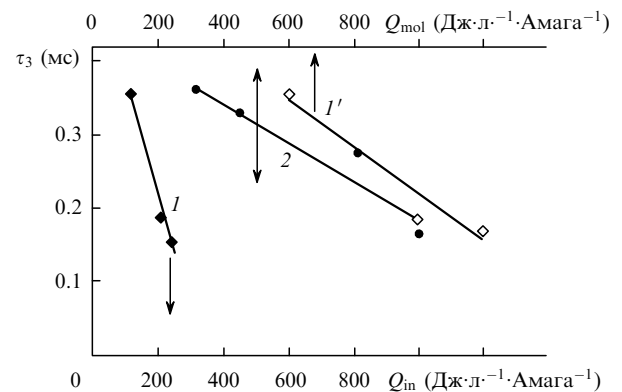
Q_{in} (Дж·л ⁻¹ ·Амага ⁻¹)	N_g (Амага)	G_{max} (м ⁻¹)	τ_1 (мс)	$\tau_1 N_g$ (мкс·Амага)	τ_2 (мс)	$\tau_2 N_g$ (мкс·Амага)	τ_3 (мс)	$\tau_3 N_g$ (мкс·Амага)	τ_4 (мс)	$\tau_4 N_g$ (мкс·Амага)
250	0.04	1.0	0.090	3.6	0.120	4.8	0.26	10.4	0.70	28
	0.06	1.4	0.070	4.2	0.090	5.4	1.190	11.4	0.56	34
	0.12	1.5	0.040	4.8	0.050	6.0	0.090	10.8	0.29	35
Среднее значение $\langle \tau_n N_g \rangle$ (Амага)				4.2 ± 0.3		5.4 ± 0.3		10.9 ± 0.3		32 ± 2
150	0.04	0.5	0.22	8.8	0.29	11.6	0.82	33	2.30	92
	0.06	0.7	0.140	8.4	0.180	10.8	0.43	26	1.45	87
	0.12	0.8	0.080	9.6	0.100	12.0	0.22	26	0.60	72
Среднее значение $\langle \tau_n N_g \rangle$ (Амага)				8.9 ± 0.4		11.5 ± 0.4		28 ± 2		84 ± 6

значения G_{max} в среднем по всем переходам были в 1.2 раза больше, чем при $Q_{in} = 200$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, и в 2.6 раза больше, чем при $Q_{in} = 120$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

Увеличение плотности газовой смеси N_g приводит к росту частоты столкновений и скоростей кинетических процессов обмена энергией между молекулами. Следовательно, величины $\tau_1 \div \tau_4$, которые характеризуют скорость изменения КУСС, должны при этом уменьшаться. Их изменение в зависимости от плотности газовой смеси представлено в табл.2 на примере перехода $19 \rightarrow 18P(11)$ для двух удельных энерговкладов. Действительно, с увеличением плотности N_g значения $\tau_1 \div \tau_4$ уменьшались, причем произведение $\tau_n N_g$ ($n = 1 - 4$) мало отличалось от среднего значения, т. е. времена изменялись обратно пропорционально плотности газа, $\tau_n \sim N_g^{-1}$. Отметим, что при $N_g = 0.04 - 0.06$ Амага и $Q_{in} = 150$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ длительность вершины импульса усиления τ_{43} из-за малой скорости релаксационных процессов превышала 1 мс. Увеличение как плотности газа, так и энерговклада позволяет сократить время нарастания КУСС (τ_{32}) и увеличить G_{max} . Например, для перехода $19 \rightarrow 18P(11)$ интервал времени τ_{32} уменьшился более чем на порядок – от $\tau_{32} = 0.53$ мс при $N_g = 0.04$ Амага и $Q_{in} = 150$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ до $\tau_{32} = 0.040$ мс при $N_g = 0.12$ Амага и $Q_{in} = 250$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, а G_{max} возросло при этом в три раза (от 0.5 до 1.5 м⁻¹).

4. Усиление излучения в газовой смеси CO–N₂

Присутствие в составе газовой смеси, содержащей CO, других молекулярных газов приводит к перераспределению колебательной энергии между молекулами и влияет на зависимость $G(t)$. В табл.3 на примере колебательно-вращательного перехода $21 \rightarrow 20P(11)$ сравниваются времена $\tau_1 \div \tau_4$ в газовых смесях CO:N₂ = 1:9 и CO:He = 1:4 при одинаковой плотности газа $N_g = 0.12$ Амага. При близких значениях удельного энерговклада ($Q_{in} = 250 - 300$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹) величины $\tau_1 \div \tau_4$ в азотсодержащей смеси были заметно больше, чем в гелийсодержащей смеси. Увеличение энерговклада для азотной смеси приводило к тому, что времена $\tau_1 \div \tau_4$ уменьшались (на рис.5

Рис.5. Зависимости τ_3 (переход $21 \rightarrow 20P(J)$) от удельного энерговклада Q_{in} при $N_g = 0.12$ Амага для смесей CO:He = 1:4, $J = 14$ (I, \blacklozenge) (I', \bullet – в пересечении на $Q_{mol} = 5Q_{in}$) и CO:N₂ = 1:9, $J = 11$ (2, \bullet).

представлено изменение τ_3). В азотной смеси при $Q_{in} = 800$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ τ_1 и τ_2 были меньше, чем в гелиевой смеси при $Q_{in} = 250$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, но значение τ_3 в смеси CO–N₂ (0.27 мс) было больше, чем в смеси CO–He (0.155 мс). Отметим, что при тех же условиях накачки наблюдалось аналогичное соотношение между временами $\tau_1 \div \tau_3$ на нижних колебательных переходах.

Для перехода $8 \rightarrow 7P(10)$ значения τ_1 и τ_2 в азотной смеси были меньше, а время $\tau_3 = 0.055$ мс по-прежнему больше, чем в гелиевой смеси ($\tau_3 = 0.045$ мс). При этом для обеих смесей G_{max} на переходе $8 \rightarrow 7P(10)$ были практически одинаковыми ($G_{max} = 3.3 \pm 0.1$ м⁻¹), несмотря на различие в значениях Q_{in} . Большая доля энергии (70 % – 90 %), вложенной в смесь газов при импульсной накачке, запасается в виде колебательной энергии молекул (см., напр., [21], с.381). Если пересчитать удельный энерговклад на содержание молекул в газовой смеси (Q_{mol}), то энерговклад, приходящий только на активные молекулы, для смеси CO:He = 1:4 следует увеличить в пять раз ($Q_{mol} = 5Q_{in}$); для азотной смеси $Q_{mol} = Q_{in}$. Поэтому при сравнении усиления излучения в смесях, в составе которых есть атомарные и молекулярные газы, следует, по-видимому, сопоставлять значения Q_{mol} . В частности, две зависимости τ_3 от энерговклада Q_{in} , представленные

Табл.3. Значения $\tau_1 \div \tau_4$ на переходе $21 \rightarrow 20P(J)$ для двух газовых смесей при плотности газа $N_g = 0.12$ Амага.

Смесь	Q_{in} (Дж·л ⁻¹ ·Амага ⁻¹)	Q_{mol} (Дж·л ⁻¹ ·Амага ⁻¹)	τ_1 (мс)	τ_2 (мс)	τ_3 (мс)	τ_4 (мс)
CO–N ₂ ($J = 11$)	300	300	0.085	0.125	0.36	0.81
	800	800	0.055	0.072	0.27	0.55
CO–He ($J = 14$)	250	1250	0.072	0.077	0.155	0.53

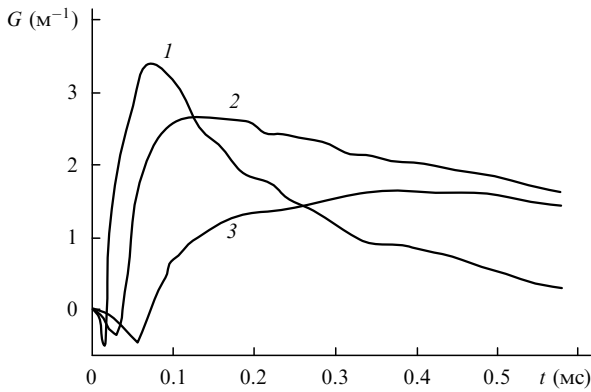


Рис.6. Значения $G(t)$ в смеси CO:N₂ = 1:9 на переходах 8 → 7P(10) (1), 14 → 13P(10) (2) и 21 → 20P(11) (3) при $Q_{in} = 800 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$, $N_g = 0.12 \text{ Амага}$.

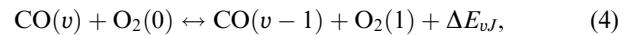
на рис.5 для двух смесей (обозначены 1 и 2), при пересчете на величину Q_{mol} оказываются весьма близкими (1' и 2').

В смеси CO:N₂ = 1:9, так же как и в смеси CO:He = 1:4, при $v > 7$ рост колебательного числа v (при прочих равных условиях) приводил к уменьшению G_{max} (рис.6) и к более медленному изменению усиления (времена $\tau_1 \div \tau_4$ увеличивались). Весьма медленное изменение $G(t)$ наблюдалось в азотной смеси при малой плотности газа и повышенной концентрации азота. На рис.7,а представлена временная динамика КУСС на четырех колебательных переходах ($v = 12, 14, 15$ и 17) для смеси CO:N₂ = 1:19 при $N_g = 0.04 \text{ Амага}$, причем τ_3 превышает 1 мс для $v = 12$ и возрастает до 1.7 мс для $v = 17$.

5. Усиление излучения в газовой смеси CO–O₂

В работах [22, 23] было показано, что в газовой смеси с большим содержанием кислорода небольшая добавка молекул CO (1% – 10% от концентрации кислорода) позволяет значительно увеличить энергию, вкладываемую в такую смесь газов при импульсном электроионизационном разряде. Нами было проведено лазерное зондирование газовой смеси с большим содержанием кислорода (CO:O₂ = 1:19) на переходах молекулы CO. Динамика $G(t)$ на высоких колебательных переходах в смеси CO:O₂ = 1:19 (рис.7,б) существенно отличалась от динамики $G(t)$ в азотной смеси CO:N₂ = 1:19 (рис.7,а). При $v = 12$ значения времен $\tau_1 \div \tau_4$ в смеси CO–O₂ были меньше, чем в смеси CO–N₂, а величина G_{max} , наоборот, в два раза больше. При $v = 14$ в кислородной смеси положительные значения КУСС возникали на небольшом промежутке времени, а при более высоких значениях колебательного числа ($v > 14$) излучение, в отличие от азотной смеси, не усиливалось ($G \leq 0$).

Поглощение излучения на высоких колебательных переходах молекулы CO связано с процессом межмолекулярного колебательного обмена:



где ΔE_{vJ} – разность энергий колебательно-вращательных переходов молекул, участвующих в обмене. Скорость обмена (4) возрастает при увеличении колебательного чис-

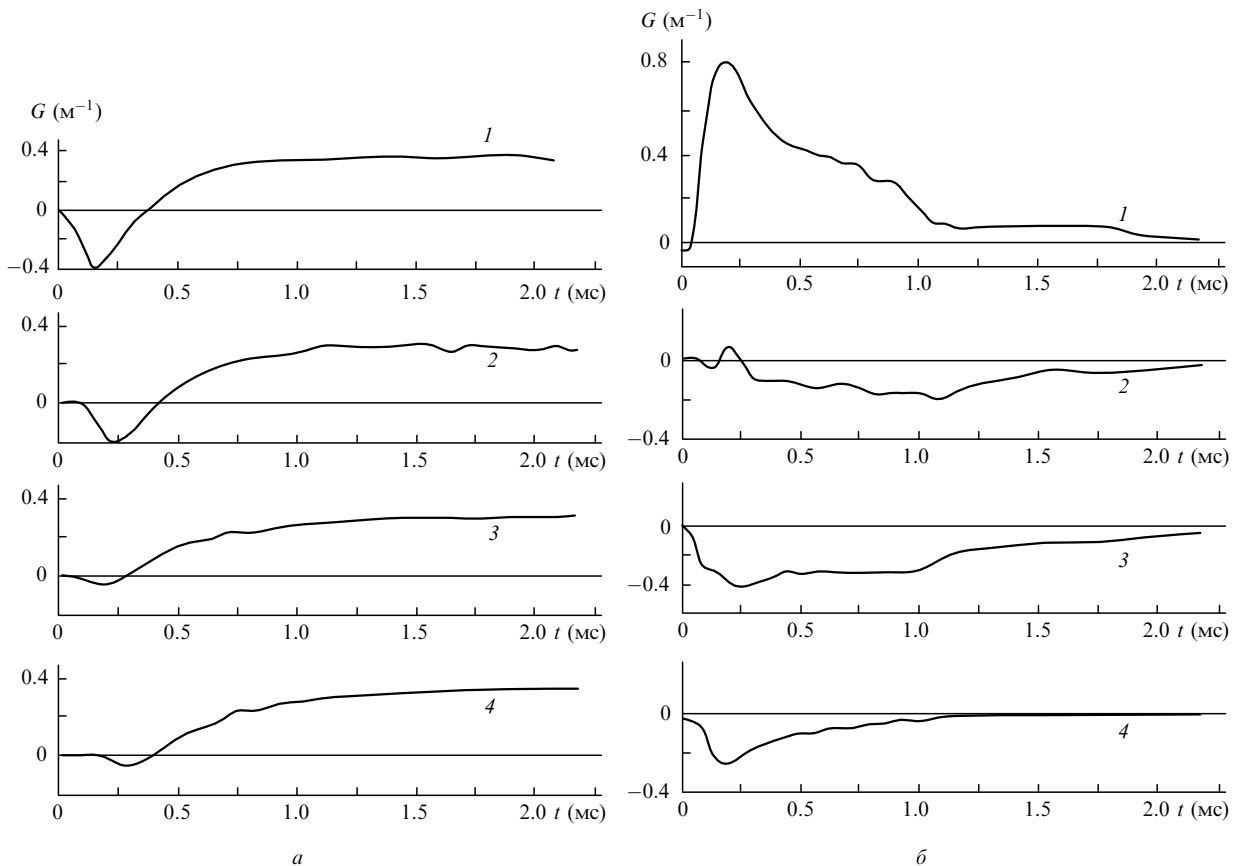
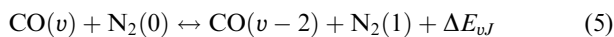


Рис.7. Значения $G(t)$ в смесях CO:N₂ = 1:19 (а) и CO:O₂ = 1:19 (б) на переходах 13 → 12P(13)(1), 15 → 14P(14) (2), 16 → 15P(13) (3) и 18 → 17P(12) (4) при $Q_{in} = 190 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$, $N_g = 0.04 \text{ Амага}$.

ла ν , т. к. энергия колебательно-вращательных переходов молекулы CO при $\nu \sim 20$ приближается к энергии возбуждения молекул O₂ в полосе колебательного перехода $0 \rightarrow 1$ ($\Delta E_{\nu J} \approx 0$). Влияние процесса обмена (4) на стационарную колебательную функцию распределения молекул CO обсуждалось ранее, например в работе [24]. В процессах межмолекулярного обмена (4) происходит диссипация колебательной энергии тех молекул CO, для которых $\Delta E_{\nu J} \sim kT$, поэтому при увеличении колебательного числа ν больше некоторого значения, которое зависит от температуры газа, величина КУСС уменьшается (в условиях наших экспериментов – при $\nu > 13$). Вместе с тем в смеси CO:O₂ = 1:19 максимальное значение усиления G_{\max} на переходе $13 \rightarrow 12P(13)$ было значительно больше, чем в смеси CO:N₂ = 1:19 (рис.7). При обмене (4) молекулы CO переходят на один колебательный уровень вниз, $\nu \rightarrow \nu - 1$, что, по-видимому, способствует усилению излучения на колебательно-вращательных переходах, расположенных ниже тех, которые эффективно участвуют в межмолекулярном обмене.

Ранее [5] в смеси CO–He–N₂ аналогичное влияние межмолекулярного асимметричного обмена



на величину G_{\max} наблюдалось в активной среде импульсного обертонного CO-лазера на переходах $\nu = 34 - 36$. С увеличением концентрации молекул азота эффективное расселение колебательных уровней $\nu > 37$ приводило к уменьшению G_{\max} на переходе $38 \rightarrow 36$ и, наоборот, к увеличению G_{\max} на переходе $36 \rightarrow 34$. Таким образом, проведенные эксперименты продемонстрировали, что в газовых смесях с большим содержанием кислорода (CO:O₂ = 1:19) величина G_{\max} на колебательных переходах при $\nu < 13$ может быть в два раза больше, чем в смеси, в которой вместо кислорода используется азот (CO:O₂ = 1:19), что обусловлено, по-видимому, межмолекулярным колебательным обменом (4) между молекулами CO и O₂.

В работе [22] была продемонстрирована возможность генерации лазерного излучения на переходах CO в газовой смеси с большим содержанием кислорода. Продолжая исследование, мы обнаружили, что КПД η такого лазера может превышать КПД CO-лазера с азотосодержащей смесью газов. Лазерный резонатор состоял из двух зеркал: глухого медного зеркала с радиусом кривизны 10 м и плоского полупрозрачного зеркала (коэффициент пропускания 50 %). Спектр излучения лазера с кислородсодержащей смесью газов CO:O₂:Ar = 1:10:10 располагался в диапазоне длин волн 4.95–5.42 мкм и состоял из ~30 спектральных линий, соответствовавших колебательно-вращательным переходам молекулы CO $\nu = 3-10$. На рис.8,а представлена зависимость удельного лазерного энергосъема Q_{las} от удельного энерговклада Q_{in} для двух газовых смесей: CO:O₂:Ar = 1:10:10 и CO:N₂:Ar = 1:10:10. В кислородсодержащей газовой смеси лазерный энергосъем при $Q_{\text{in}} = 170 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ был в два раза больше, чем в азотсодержащей смеси.

КПД преобразования вложенной энергии в лазерное излучение характеризует соотношение между локальными значениями энергосъема и энерговклада. Однако изменение локального значения удельного энерговклада

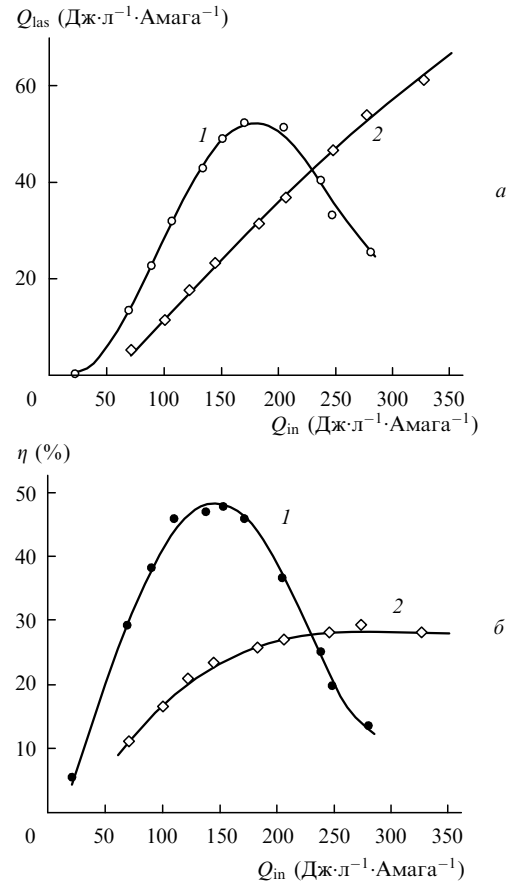


Рис.8. Зависимости лазерного удельного энергосъема Q_{las} (а) и КПД (б) от среднего значения удельного энерговклада Q_{in} в смесях CO:O₂:Ar = 1:10:10 (1) и CO:N₂:Ar = 1:10:10 (2) при $N_g = 0.08$ Амага.

Q_{loc} в плазме импульсного разряда представляет собой весьма трудную экспериментальную задачу. В работе [9] на основе сопоставления расчетных и экспериментальных данных по временной динамике КУСС (эксперименты, описанные в настоящей работе и в работе [9], проводились на одной и той же лазерной установке) было показано, что соотношение между локальным и средним значениями удельного энерговклада $Q_{\text{loc}}/Q_{\text{in}}$ может изменяться от 0.63 до 0.72 в зависимости от условий возбуждения молекул. КПД лазера ($\eta = Q_{\text{las}}/Q_{\text{loc}} \times 100\%$) в газовой смеси CO–O₂–Ar достигал 47 % (рис.8,б), т. е. в 1.6 раза превышал η CO-лазера в газовой смеси CO–N₂–Ar (30 %), причем при $Q_{\text{in}} = 100 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ соотношение между КПД достигало 2.5. Уменьшение КПД CO-лазера на смеси CO–O₂–Ar при $Q_{\text{in}} > 170 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ может быть связано как с нагревом газа [25], так и с возбуждением электронных состояний молекулярного кислорода [22].

6. Заключение

Результаты проведенного исследования продемонстрировали, каким образом изменяется динамика КУСС $G(t)$ на различных колебательно-вращательных переходах молекулы CO в активной среде импульсного лазерного усилителя в зависимости от удельного энерговклада, плотности газа и состава газовой смеси (CO–He, CO–N₂ и CO–O₂). Показано, что величина КУСС с течением времени изменяется более медленно при увеличе-

нии колебательного числа v от 7 до 31. Обнаружено, что при фиксированном значении v увеличение вращательного числа J приводит к увеличению скорости нарастания КУСС. Показано, что при увеличении удельного энерговклада значительно возрастает скорость изменения КУСС. Наибольшее измеренное усиление (3.3 м^{-1} на нижнем колебательном переходе $8 \rightarrow 7$) было одинаковым для смесей CO : He = 1 : 4 и CO : N₂ = 1 : 9 и только в три раза превышало максимальное усиление на высоком колебательном переходе $31 \rightarrow 30$. Продемонстрировано, что в зависимости от плотности газовой смеси параметры, характеризующие временную динамику КУСС, изменяются обратно пропорционально плотности газа. Полученные результаты могут быть использованы для разработки обертонового СО-лазера с быстрой прокачкой газа, способного действовать на высоких колебательных переходах.

Показано, что в кислородсодержащих газовых смесях (CO : O₂ = 1 : 19) максимальное значение КУСС на нижних колебательных переходах может быть в два раза больше, чем в смеси, в которой вместо кислорода используется азот (CO : N₂ = 1 : 19). Обнаружено, что КПД СО-лазера на смеси с большим содержанием кислорода (CO : O₂ : Ar = 1 : 10 : 10) может значительно (при $Q_{\text{in}} = 100 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{Амага}^{-1}$ – в 2.5 раза) превышать КПД СО-лазера на азотсодержащей смеси (CO : N₂ : Ar = 1 : 10 : 10). При этом максимальный КПД СО-лазера на смеси CO : O₂ : Ar = 1 : 10 : 10 достигал 47%, что существенно больше максимального КПД СО-лазера (30%) на смеси CO : N₂ : Ar = 1 : 10 : 10.

Работа поддержана РФФИ (грант № 05-02-17656), AFRL, EOARD, МНТЦ (проект № 2415-Р) и Программой поддержки молодежи Учебно-научного комплекса ФИАН.

1. Yardley J.T. *J. Molec. Spectr.*, **35**, 314 (1970).
2. McCord J.E., Ionin A.A., Phipps S.P., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 1041 (2000).
3. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 771 (2000).
4. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 859 (2000).
5. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 404 (2002).
6. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А. и др. *Оптика атмосферы и океана*, **14**, 400 (2001).
7. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66**, 962 (2002).
8. Бон В., фон Буолов Х., Дасс Ш. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 1126 (2005).
9. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 1107 (2005).
10. Cacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A., Shnyrev S. *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **37**, 3379 (2004).
11. Boness M.J.W., Center R.E. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 511 (1975).
12. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 1049 (1983).
13. Bergman R.C., Rich J.W. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 597 (1977).
14. Klosterman E.L., Vugon S.R. *J. Appl. Phys.*, **50**, 5168 (1979).
15. Горшков И.И., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Краткие сообщ. физ. ФИАН*, № 5, 31 (1989).
16. Dymshits V.M., Ivanov G.V., Mescherskiy A.N., Kovsh I.B., *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2206**, 109 (1994).
17. Головин А.С., Гурашвили В.А., Кочетов И.В. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 405 (1996).
18. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Препринт ФИАН №13* (М., 2005); Vetoshkin S.V., Ionin A.A., Klimachev Yu.M., et al. *J. Rus. Laser Research*, **27**, 33 (2006).
19. Елкин Н.Н., Кочетов И.В., Курносков А.К., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **17**, 313 (1990).
20. Patel C.K.N. *Phys. Rev.*, **141**, 71 (1966).
21. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
22. Вагин Н.П., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 865 (2004).
23. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Котков А.А. и др. *Патент РФ № 2206495* (приоритет от 10.04.2002 г).
24. Plönjes E., Palm P., Lee W., et al. *Chem. Phys.*, **260**, 353 (2000).
25. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **37**, № 3 (2007).