

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**13**

С.В. ВЕТОШКИН, А.А. ИОНИН,  
Ю.М. КЛИМАЧЕВ, А.Ю. КОЗЛОВ,  
А.А. КОТКОВ, О.А. РУЛЕВ,  
Л.В. СЕЛЕЗНЕВ, Д.В. СИНИЦЫН

**МНОГОЧАСТОТНОЕ ЛАЗЕРНОЕ  
ЗОНДИРОВАНИЕ АКТИВНЫХ  
СРЕД СО:He, СО:N<sub>2</sub> И СО:O<sub>2</sub>  
В ШИРОКОАПЕРТУРНОМ  
ИМПУЛЬСНОМ УСИЛИТЕЛЕ**

МОСКВА 2005

## **Многочастотное лазерное зондирование активных сред CO:He, CO:N<sub>2</sub> и CO:O<sub>2</sub> в широкоапертурном импульсном усилителе**

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

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект 53,  
Тел.132-62-30, тел./факс. 132-04-25, e-mail: [aion@sci.lebedev.ru](mailto:aion@sci.lebedev.ru)*

Диагностика свойств активной среды широкоапертурного лазерного усилителя на окиси углерода осуществлялась методом многочастотного лазерного зондирования. Временная динамика коэффициентов усиления слабого сигнала в активной среде импульсного электроионизационного СО лазерного усилителя была исследована в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов (от  $V=5$  до  $V=31$ ) с помощью специально разработанного зондирующего СО лазера. На основе анализа результатов этого исследования была восстановлена временная динамика локальных значений температуры газа и населенности колебательных уровней в СО содержащих газовых смесях CO:He и CO:N<sub>2</sub>, а также в смесях CO:O<sub>2</sub> с большим содержанием кислорода.

## **Multiline Laser Probing for Active Media CO:He, CO:N<sub>2</sub> and CO:O<sub>2</sub> in Wide-Aperture Pulsed Amplifier**

S.V. Vetoshkin, A.A. Ionin, Yu.M. Klimachev, Yu. Kozlov,  
A.A. Kotkov, O.A. Rulev, L.V. Seleznev, D.V. Sinitsyn,

*P.N. Lebedev Physics Institute of Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky prospect, 119991,  
Moscow, Russia, phone: 132-62-30, phone/fax: 132- 04-25,  
e-mail: [aion@sci.lebedev.ru](mailto:aion@sci.lebedev.ru)*

Multiline laser probing was applied for diagnostics of active medium of wide-aperture carbon monoxide laser amplifier. Time behavior of small-signal gain in active medium of pulsed electron-beam sustained discharge CO laser amplifier was studied with specially designed probe CO laser in wide range of ro-vibrational spectral lines (from  $V=5$  up to  $V=31$ ). The results were analyzed in order to reconstruct temporal behavior of gas temperature and vibrational populations in CO contained gas mixtures: CO:He, CO:N<sub>2</sub> and oxygen rich mixture CO:O<sub>2</sub>.

## 1. Введение.

В активной среде импульсного СО лазера [1-3] и СО лазерного усилителя [4, 5] временная динамика усиления излучения обусловлена кинетическими процессами, которые связаны преимущественно с обменом колебательной энергией между молекулами [6-10]. Поэтому измерение динамики коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) в активной среде электроионизационного (ЭИ) лазерного усилителя на окиси углерода [11-13] является, по сути, методом изучения процессов возбуждения и дезактивации колебательных уровней молекулы СО [14-16]. При этом процессы с участием высокорасположенных колебательных уровней ( $V > 15$ ) вызывают особый интерес, который связан со свойствами СО лазера, действующего в полосе первого колебательного обертона  $V+2 \rightarrow V$  [17-20]. Исследование генерационных характеристик обертонового СО ЭИ лазера (СО ЭИЛ) [20] показало, что эффективность такого лазера достигает максимума (более 10% от вложенной энергии) в области высоких колебательных переходов ( $V$  от 15 до 35). Спектральный диапазон излучения СО лазера, действующего на таких переходах, совпадает с «окном прозрачности» атмосферы в интервале длин волн 3-4 мкм (см., например [21]).

В работе [13] временная динамика КУСС в активной среде СО ЭИЛ впервые изучалась на высоких колебательных переходах молекулы СО ( $V > 15$ ). Исследование проводилось с помощью метода калиброванных потерь внутри резонатора обертонового СО ЭИЛ. В основе этой методики лежит измерение временной задержки начала генерации лазерного излучения в оптическом резонаторе с изменяемыми потерями, поскольку генерация излучения начинается при превышении КУСС над оптическими потерями. Однако такая методика позволяет измерять КУСС лишь на нарастающем участке временной зависимости и может обладать заметной погрешностью из-за недостаточно точных данных о потерях внутри лазерного резонатора, особенно таких, которые возникают после мощной накачки в результате

газодинамических возмущений в активной среде СО ЭИЛ (см., например, [22]). Применение для измерений КУСС излучения непрерывного частотно-селективного СО лазера позволяет избежать указанных недостатков. Но для того, чтобы спектр перестройки излучения зондирующего СО лазера по вращательным компонентам колебательно-вращательных переходов одной колебательной полосы охватывал переходы с заметным усилением в СО ЭИЛ, зондирующий лазер должен работать при температуре близкой к температуре исследуемой среды ( $\sim 100$  К) [5]. С этой целью нами была разработана конструкция непрерывного криогенного СО лазера низкого давления с криогенным охлаждением, действующего в диапазоне длин волн от 5.0 мкм до 7.5 мкм. Применение такого лазера позволило провести экспериментальное исследование динамики КУСС в широком диапазоне колебательных переходов от  $6 \rightarrow 5$  до  $32 \rightarrow 31$  для различных условий накачки активной среды. С практической точки зрения, результаты этого исследования могут быть полезны при разработке СО лазеров с быстрой (в том числе со сверхзвуковой [17, 23-29]) поперечной прокачкой активной среды через лазерный резонатор, т.к. при заданной конфигурации оптического резонатора генерационные характеристики такого лазера существенным образом зависят от временной динамики КУСС [25, 26, 29].

Температура активной среды является одним из наиболее важных параметров, который влияет на скорость кинетических процессов энергообмена между молекулами и характеризует релаксационные процессы в лазерной среде [7-10]. Основным методом измерения температуры газа при импульсной накачке среды СО ЭИЛ стал метод лазерного зондирования [12, 30-32], при котором температура газа и населенность колебательных уровней восстанавливаются по результатам измерений КУСС на нескольких  $m > 2$  колебательно-вращательных переходах. Однако, восстановление температуры по трем линиям ( $m=3$  в работе [12]) оказалось практически неприменимым из-за требования сверхвысокой точности измерения КУСС [32]. Разработка

метода многочастотного ( $m > 3$ ) лазерного зондирования для непрерывного СО лазера в работах [30-32] позволила значительно уменьшить погрешность восстановления температуры газа путем увеличения  $m$  - количества зондируемых переходов. Применение этого метода к анализу временной динамики температуры газа при импульсной накачке потребовало модификации процедуры восстановления температуры газа. После доработки метод многочастотного ( $m \sim 10$ ) лазерного зондирования был использован нами для исследования динамики температуры газа и населенности колебательных уровней в газовых смесях, содержащих окись углерода, при их накачке импульсным ЭИ разрядом.

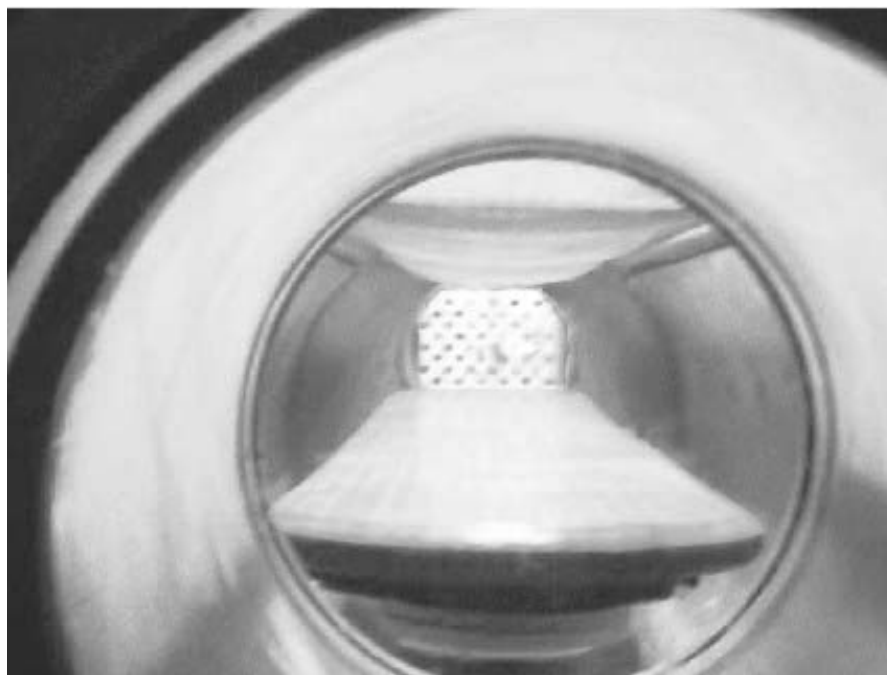
Целью работы являлось осуществление экспериментальной диагностики свойств активной среды широкоапертурного импульсного СО лазерного усилителя путем измерения временной динамики усиления/поглощения в газовых смесях, содержащих молекулы СО (в частности, в смесях, используемых для наработки синглетного кислорода [33-35]), при их накачке в низкотемпературной плазме ЭИ разряда.

## 2. Экспериментальная установка.

### **Импульсный электроионизационный СО лазерный усилитель.**

Импульсная накачка смеси газов осуществлялась ЭИ разрядом [36]. Несамостоятельный электрический разряд создавался между двумя электродами внутри разрядной камеры (**Рис. 1**) – между сетчатым катодом (вверху) и сплошным медным анодом (длина  $L_0 = 1.2$  м, ширина  $W_0 = 165$  мм). Расстояние между электродами в центре разрядной области было равно  $H_0 = 90$  мм. Геометрический объем межэлектродной области был равен  $V_0 = H_0 W_0 L_0 \approx 17.8$  л. Газовая смесь в разрядной камере охлаждалась жидким азотом ( $\sim 77$  К), который заливался в азотную рубашку, образующую внутреннюю цилиндрическую стенку разрядной камеры (диаметром 0.35 м).

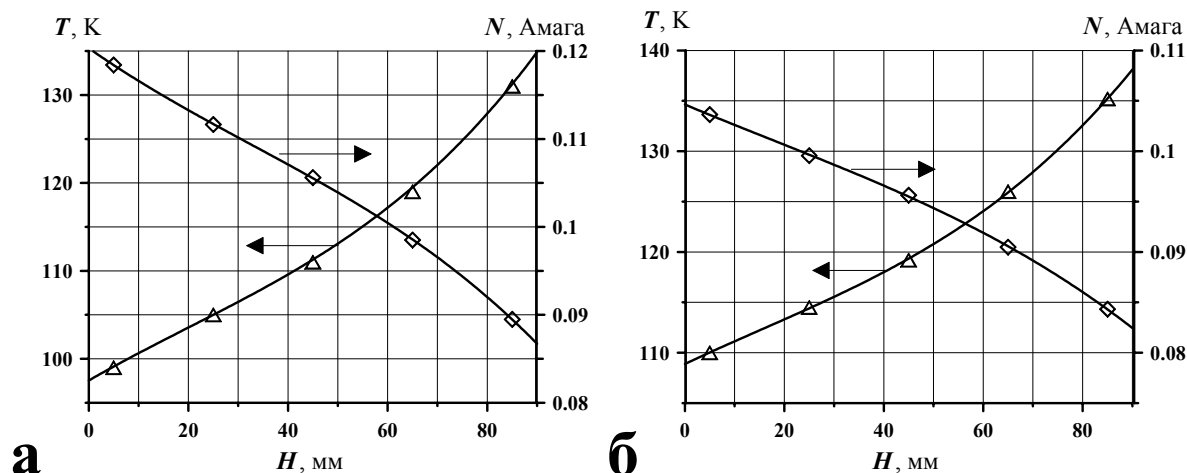
Начальная температура газа была измерена термопарным зондом (на заднем плане **Рис. 1**), который состоял из 24 термопар (медь-константан). Двадцать термопар были расположены в одной вертикальной плоскости (матрица  $5 \times 4$ ) с интервалом 20 мм и на расстоянии 25 мм от несущей пластины.



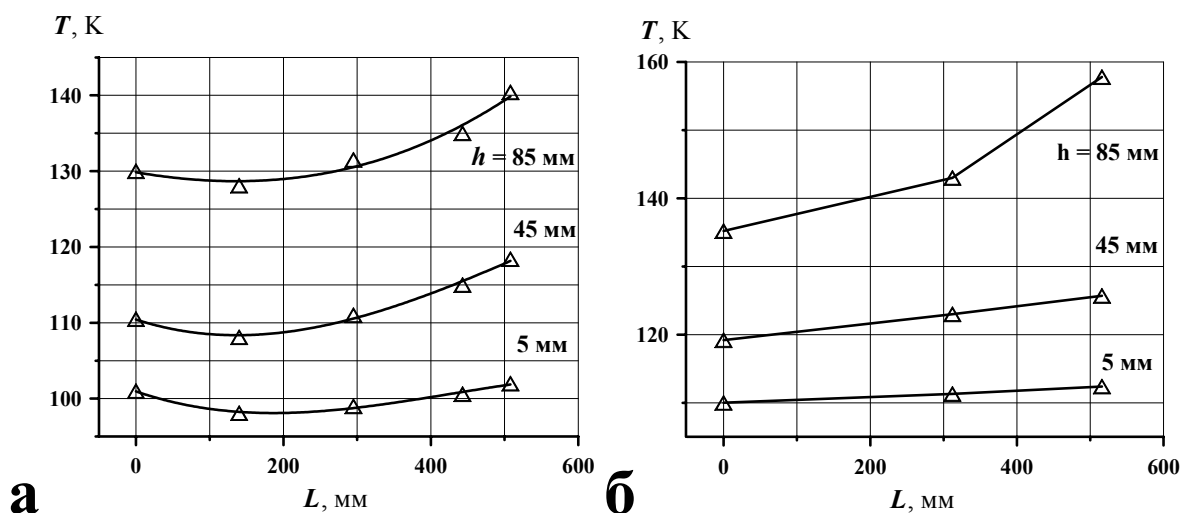
**Рис. 1.** Фотография электроионизационной камеры широкоапертурного лазерного усилителя (вид со стороны выходного окна камеры) с установленным в ней термопарным зондом (на заднем плане видна перфорированная несущая пластина для 24 термопар). Разрядная камера освещена термокатодом ускорителя электронов, свет от которого проникал в камеру через разделительную полиимидную пленку и верхний сетчатый электрод.

Зондовые измерения температуры газа показали, что вблизи анода (при  $H=5$  мм) температура газа  $T(H)$  в смеси  $\text{CO}:\text{He}=1:4$  (**Рис. 2,а**) была равна средней температуре газа  $T_g \approx 100$  К в разрядной камере, которая измерялась по изменению давления газа при его охлаждении. В смеси  $\text{CO}:\text{N}_2=1:4$  (**Рис. 2,б**) температура  $T(H=5$  мм) превышала среднюю температуру  $T_g$  на 10 К. С увеличением высоты  $H$  над поверхностью анода температура газа  $T(H)$  возрастала (**Рис. 2**), при этом температурный градиент  $dT/dH$  по высоте разрядного промежутка был равен  $4 \text{ К см}^{-1}$  для смеси  $\text{CO}:\text{He}=1:4$  (**Рис. 2,а**) и  $3 \text{ К см}^{-1}$  для смеси  $\text{CO}:\text{N}_2=1:4$  (**Рис. 2,б**).

В условиях низкой температуры газа, его плотность  $N_g$  может быть представлена в единицах Амага<sup>1</sup>. Средняя плотность газа в ЭИ разрядной камере составляла  $N_g = 0.12$  Амага (Рис. 2). В приближении идеального газа плотность газовой смеси  $N(H) = N_g T_g / T(H)$  изменялась от 0.12 Амага ( $H=5$  мм) до 0.09 Амага ( $H=85$  мм) для гелиевой смеси и от 0.10 Амага ( $H=5$  мм) до 0.08 Амага ( $H=85$  мм) для азотной смеси.



**Рис. 2.** Изменение температуры  $T$  и плотности газа  $N$  по высоте  $H$  межэлектродного промежутка в середине разрядной камеры. CO:He=1:4 (а), CO:N<sub>2</sub>=1:4 (б). Средняя плотность газа  $N_g = 0.12$  Амага. Средняя температура газа  $T_g = 100$  К.



**Рис. 3.** Изменение температуры газа  $T$  на оси разрядной камеры в зависимости от расстояния  $L$  до середины камеры ( $L=0$ ) на трёх уровнях высоты над анодом  $H = 5, 45$  и  $85$  мм для газовых смесей CO:He=1:4 (а), CO:N<sub>2</sub>=1:4 (б).  $N_g = 0.12$  Амага.  $T_g = 100$  К.

<sup>1</sup> Амага – единица плотности газа, численно равная количеству молей газа в молярном объеме (22.414 л). При плотности газа  $N$  [Амага] концентрация частиц равна  $N \times 2.687 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ .

В горизонтальной плоскости температура газа мало менялась в направлении поперек электродов ( $\Delta T < 2$  К) и возрастала в направлении вдоль электродов при удалении от середины разрядной камеры (**Рис. 3**), т.е. по мере приближения к теплым выходным окнам камеры. Окна, изготовленные из  $\text{CaF}_2$ , были расположены на расстоянии  $\sim 0.5$  м от края разрядной области и подогревались с внешней стороны во избежание конденсации водяных паров. Стальная труба с внутренним диаметром 0.14 м соединяла разрядную камеру с выходным окном и имела вакуумную теплоизоляцию.

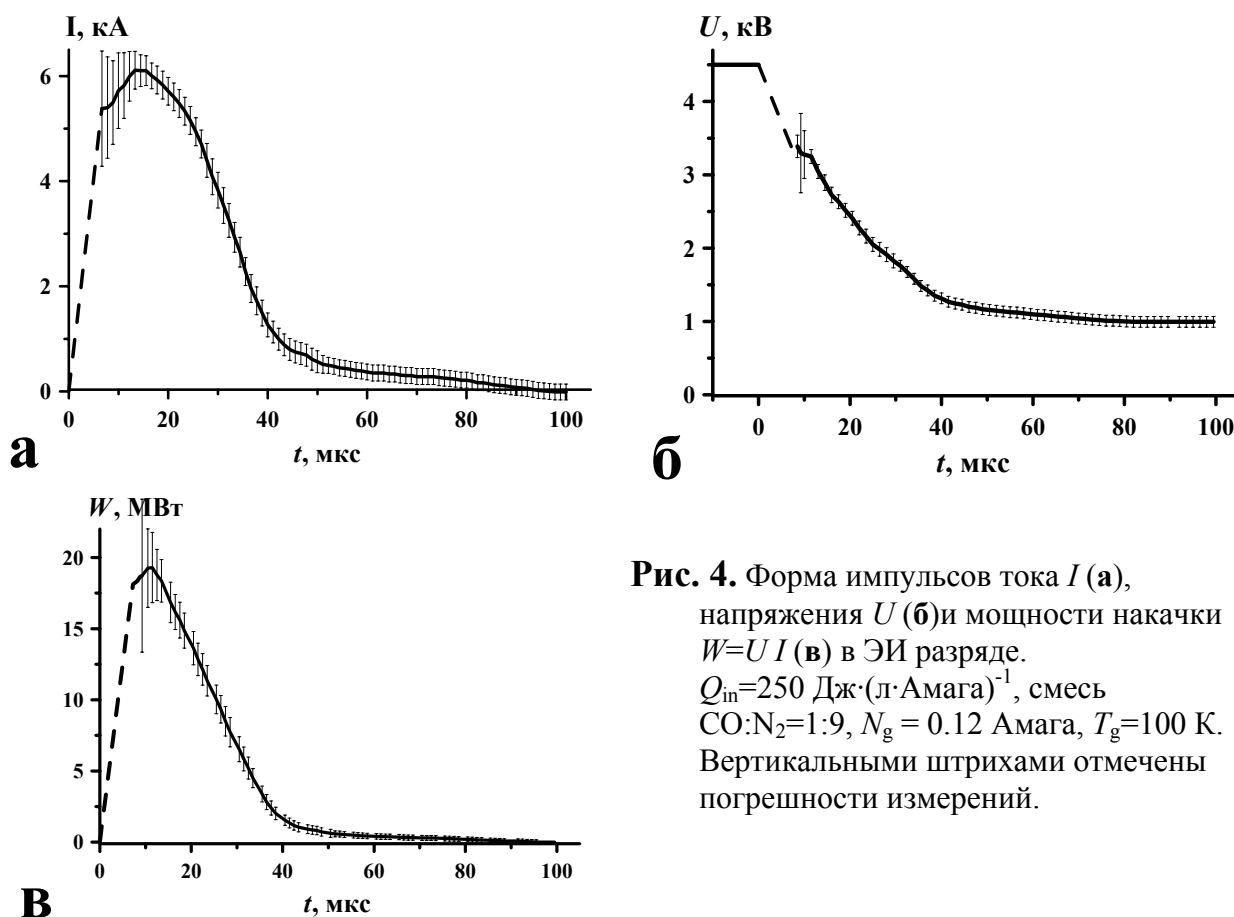
Ионизация газа осуществлялась пучком ускоренных электронов с энергией до 150 кэВ, проходившим в разрядную область через верхний сетчатый электрод (катод). Пространственное распределение и временная динамика плотности тока электронного пучка (в максимуме до  $20 \text{ mA cm}^{-2}$ ) измерялись специальным зондом с цилиндрами Фарадея [16].

Величина электрической энергии  $Q = 0.5 C_0 (U_1^2 - U_2^2)$ , вкладываемой в ЭИ разряд, определялась путем измерения начального  $U_1$  и конечного (после импульса)  $U_2$  напряжения на емкостной батарее ( $C_0 \approx 53 \text{ мкФ}$ ) из двух соединенных последовательно конденсаторов К41И-7. Для оценки величины среднего удельного энерговклада  $Q_{\text{in}}$  вложенная энергия делилась на объем  $V_0$  и среднюю плотность газа  $N_g$  в разрядной камере:  $Q_{\text{in}} = Q / (V_0 N_g)$ . При этом величина удельного энерговклада измерялась в единицах  $1 [\text{Дж (л Амага)}^{-1}] \approx 22.4 [\text{Дж моль}^{-1}]$ .

Форма импульса тока ЭИ разряда  $I(t)$  (**Рис. 4,а**) измерялась бифилярным малоиндуктивным шунтом  $R_{\text{ш}} = (3.4 \pm 0.2) 10^{-3} \text{ Ом}$  и была одинаковой во всех экспериментах (изменялось только пиковое значение тока). При удельном энерговкладе  $Q_{\text{in}} \approx 250 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$  пиковое значение тока ЭИ разряда достигало 6 кА. Форма импульса напряжения ЭИ разряда  $U(t)$  (**Рис. 4,б**) измерялась резистивно-емкостным делителем (коэффициент деления 217, полное сопротивление  $5.2 10^5 \text{ Ом}$ ). Начало импульсов и тока, и напряжения



было скрыто высокочастотными помехами, которые возникали из-за высокой скорости нарастания тока ЭИ разряда  $\sim 10^9$  А/с на переднем фронте импульса накачки. Длительность импульса накачки, измерявшаяся по уровню 0.1 от максимума мощности накачки  $W(t) = U(t) I(t)$  (Рис. 4,в), была равна 40 мкс. Мощный разряд приводит к значительному нагреву газа, но после разряда температура газа в разрядном промежутке возвращалась к начальному распределению за время  $\sim 10$  с, поэтому для обеспечения одинаковых начальных условий во всех экспериментах интервал между импульсами ЭИ разряда был не менее 100 с.



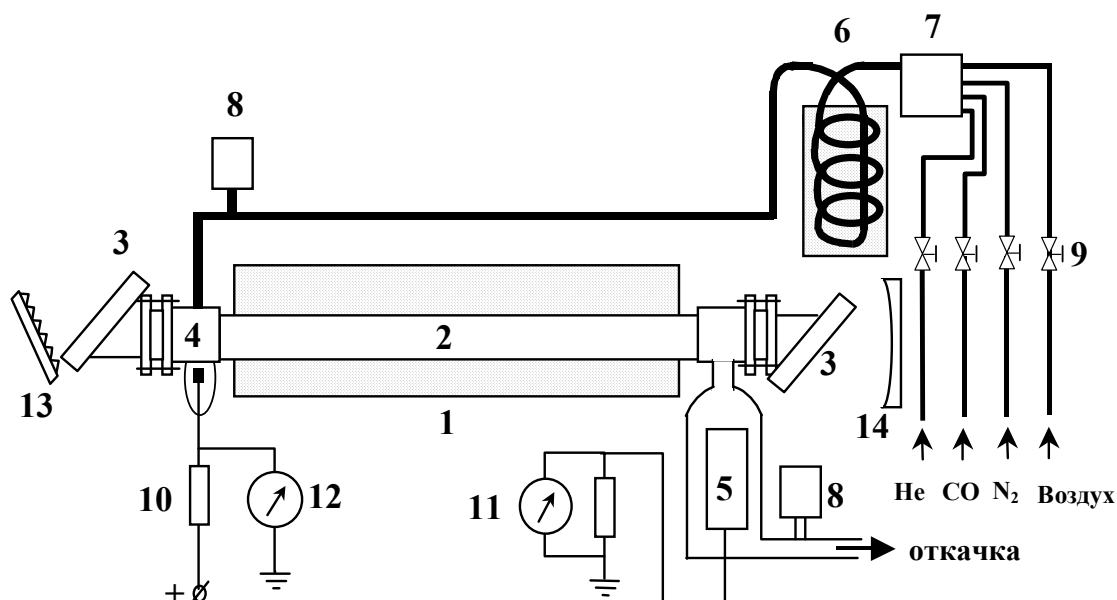
**Рис. 4.** Форма импульсов тока  $I$  (а), напряжения  $U$  (б) и мощности накачки  $W = U I$  (в) в ЭИ разряде.  $Q_{in} = 250 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{Амага})^{-1}$ , смесь  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$ ,  $N_g = 0.12 \text{ Амага}$ ,  $T_g = 100 \text{ К}$ . Вертикальными штрихами отмечены погрешности измерений.

### Зондирующий СО лазер.

Схематичное изображение конструкции непрерывного криогенного СО лазера представлено на Рис. 5. В ванне 1 из мелкопористого пенопласта, в которую заливался жидкий азот, была размещена кварцевая трубка 2 длиной 1.2 м с внутренним диаметром 18 мм и толщиной стенки 2.5 мм. Длина

охлаждаемой части трубки составляла 0.95 м. Глубокое охлаждение стенок трубки приводит к тому, что на них конденсируются вещества (углерод,  $\text{CO}_2$ , озон  $\text{O}_3$ ), образовавшиеся в плазме газового разряда. Состав лазерной смеси при этом изменяется, поэтому в экспериментах потребовалось прокачивать газ через область разряда и подбирать состав газовой смеси.

Рабочая газовая смесь готовилась следующим образом. Из предварительно заполненных мягких полиэтиленовых емкостей осуществлялся отбор газовых компонентов смеси: He, CO,  $\text{N}_2$ , воздух. Давление во всех емкостях поддерживалось равным 1 атм. При помощи кранов-напекателей 9 осуществлялась подача газовых компонент в смесительный ресивер 7. Из ресивера через азотную ловушку 6, предназначенную для вымораживания паров воды и других примесей, смесь поступала в кварцевую трубку 2 и после ее прохождения удалялась вакуумным насосом, при этом скорость откачки изменялась с помощью регулировочного вентиля.



**Рис. 5.** Схема конструкции зондирующего CO лазера.

- 1 - ванна с жидким азотом, 2 - кварцевая трубка, 3 – брестеровские окна из  $\text{CaF}_2$ ,
- 4 – анод, 5 – катод, 6 - азотная ловушка, 7 - ресивер, 8 – измерители давления,
- 9 - краны-напекатели, 10 – балластный резистор, 11 - амперметр, 12 – вольтметр,
- 13 – дифракционная решетка, 14 – сферическое зеркало.

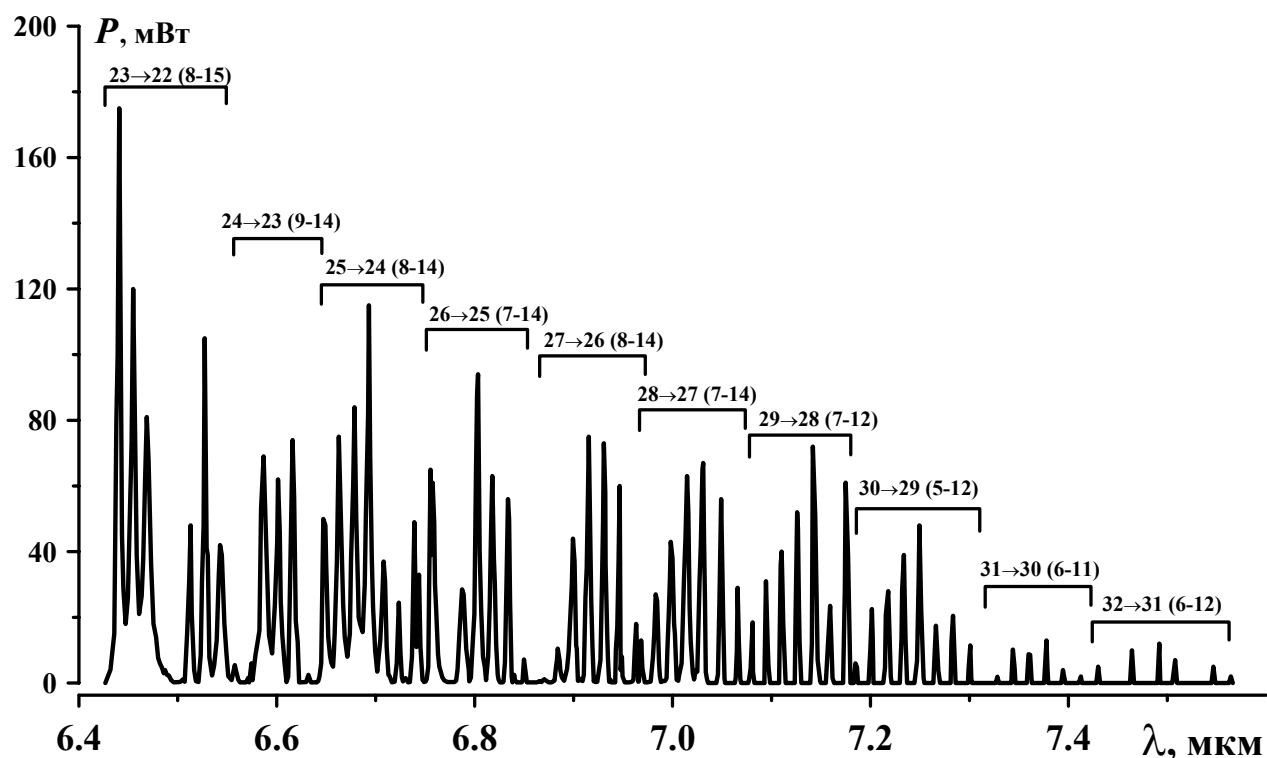
Напряжение на разрядной трубке (9-15 кВ) поддерживалось с помощью блока питания промышленного лазера ИЛГН-704, подключенного через балластное сопротивление 10 (~1 МОм) к аноду 4, и измерялось электростатическим киловольтметром 12. Катод 5 был подключен к общей шине источника питания через миллиамперметр 11 для измерения разрядного тока (4-20 мА).

На торцах разрядной трубки располагались брюстеровские окна 3 из  $\text{CaF}_2$ . Лазерный резонатор состоял из «глухого» сферического зеркала 14 (радиус кривизны 20 м) и дифракционной решетки 13 (150 штр/мм, угол блеска  $\sim 27^\circ$ ) для перестройки длины волны излучения. Длина резонатора составляла 1.5 м. Излучение из резонатора выводилось в нулевой порядок решетки, работавшей в автоколлимационном режиме.

В частотно-селективном режиме генерации лазера была проведена оптимизация параметров лазерной среды и условий накачки для генерации лазерного излучения в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов. В частности был выбран состав газовой смеси  $\text{CO}:\text{N}_2:\text{He}:\text{воздух} = 1 : 0.5 : 5.5 : 0.07$  при давлении газа  $\sim 10$  Тор. В такой среде была осуществлена частотно-селективная генерация излучения на  $\sim 200$  переходах в колебательных полосах  $V+1 \rightarrow V$  от  $6 \rightarrow 5$  ( $\lambda \sim 5.0$  мкм) до  $32 \rightarrow 31$  ( $\lambda \sim 7.5$  мкм), а также генерация излучения на высоких переходах первого колебательного обертона  $V+2 \rightarrow V$  молекулы  $\text{CO}$  от  $32 \rightarrow 30$  до  $34 \rightarrow 32$  ( $\lambda \sim 3.7-3.8$  мкм). На **Рис. 6** в качестве примера представлена перестроечная спектрально-энергетическая характеристика зондирующего лазера, действующего на высоких колебательных переходах.

Для колебательных полос от  $27 \rightarrow 26$  до  $32 \rightarrow 31$  наблюдается характерная колоколообразная зависимость мощности генерации от вращательного номера  $J$  с максимумом в районе  $J_{\text{opt}} = 9 \div 12$ . Для колебательных полос  $26 \rightarrow 25$  и ниже наблюдается нарушение данной зависимости и даже отсутствие некоторых

вращательных компонент. Это может быть объяснено поглощением излучения парами воды [37] на атмосферном участке лазерного резонатора длиной 0.3 м.



**Рис. 6.** Мощность  $P$  генерации излучения СО лазера в зависимости от длины волны. Сверху указан диапазон вращательных компонент в каждой колебательной полосе.

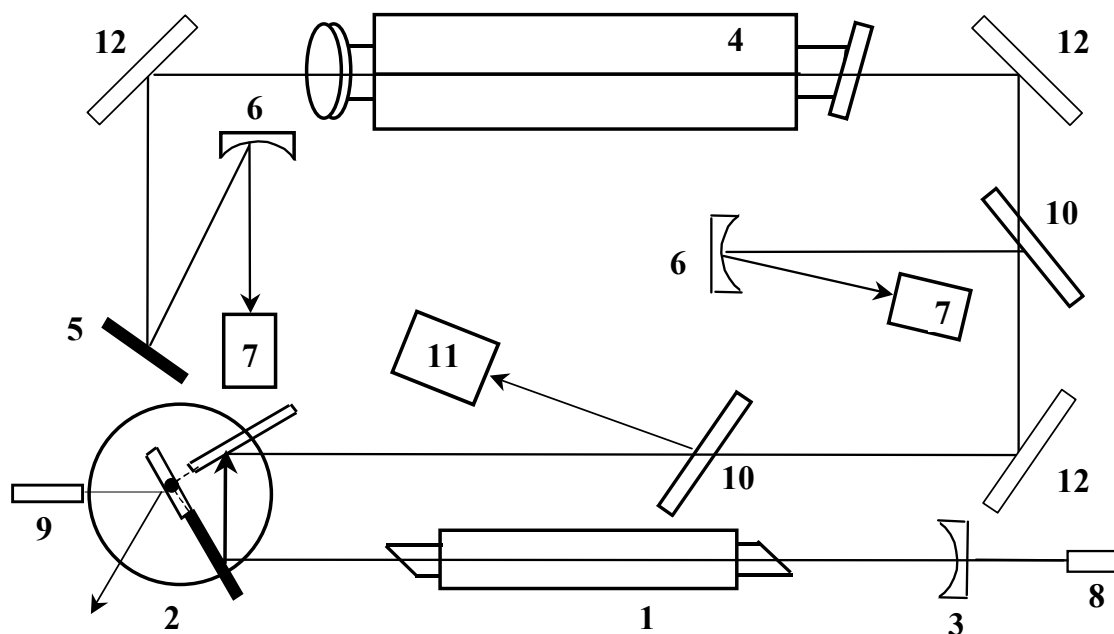
Исследования непрерывных СО лазеров на основных переходах с отпаянным элементом показали [38], что в селективном режиме генерации СО лазерного излучения необходимо предпринимать дополнительные усилия, чтобы получить генерацию на одном колебательно-вращательном переходе. В наших экспериментах стабильная генерация на одном выделенном колебательно-вращательном переходе осуществлялась только на наиболее сильных вращательных компонентах  $J=10\div 14$  колебательных полос от  $V=6$  до  $V=32$ . Но в тех же условиях при настройке резонатора на «слабые» линии ( $J=6\div 9$  и  $J=15\div 18$ ) генерация происходила одновременно на 2-3 колебательно-вращательных переходах с близкими значениями длин волн. В работах [38, 39] было показано, что за счет изменения тока разряда можно сместить оптимальное значение  $J_{\text{отт}}$  в сторону меньших или больших значений  $J$  и

выделить одну спектральную линию. Для получения устойчивой генерации на колебательно-вращательных переходах при  $J=6\div 9$  оптимальным оказалось значение тока  $I=4\div 6$  мА, а при  $J=16\div 18$  -  $I=15\div 20$  мА. В результате этих мер была осуществлена перестройка частоты генерации зондирующего лазера по переходам  $V+1\rightarrow V$  P(J) в интервале от  $J=6$  до  $J=18$ .

### 3. Измерение временной динамики КУСС.

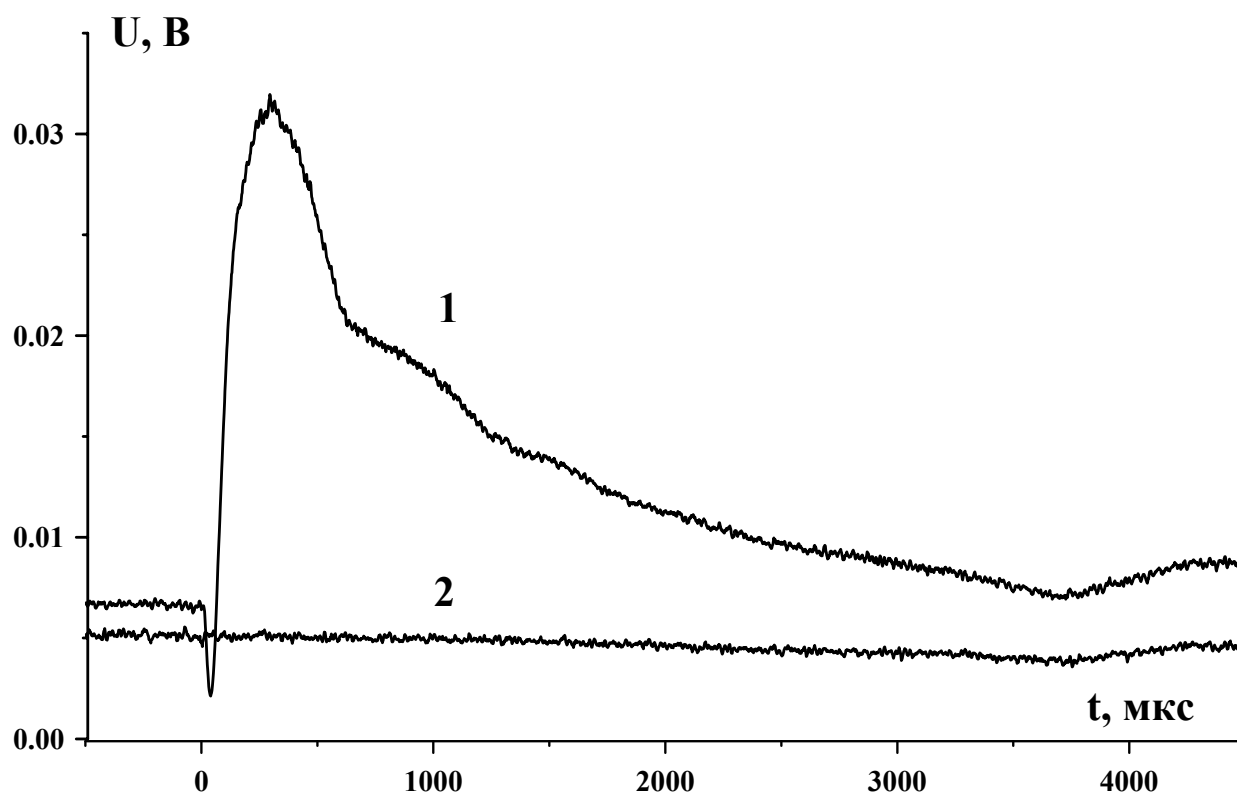
#### Методика измерений КУСС.

Оптическая схема экспериментов по измерению временной динамики КУСС представлена на **Рис. 7**. Излучение зондирующего лазера 1-3 направлялось в импульсный ЭИ лазерный усилитель 4 плоскими зеркалами 12. Выходные окна ЭИ разрядной камеры ( $\text{CaF}_2$ ) были развернуты друг относительно друга на угол  $\sim 5^\circ$  во взаимно перпендикулярных плоскостях во избежание паразитной генерации излучения.



**Рис. 7.** Оптическая схема экспериментов по измерению динамики КУСС в импульсном СО лазерном усилителе. 1 – активная среда зондирующего СО лазера; 2 – поворотный столик с дифракционной решеткой и двумя зеркалами; 3 – заднее сферическое зеркало зондирующего лазера (радиус кривизны 20 м); 4 – активная среда СО ЭИЛ; 5 – дифракционная решетка; 6 – сферические зеркала (радиус кривизны 0.2 м); 7 – фотодетекторы; 8 – He-Ne лазер; 9 – полупроводниковый лазер  $\lambda=650$  нм; 10 – светоделительные пластины; 11 – инфракрасный спектрометр; 12 - поворотные зеркала.

Для контроля спектральных и временных характеристик зондирующего излучения, часть лазерного пучка отводилась светоделительными пластинами 10 на инфракрасный спектрометр 11 (ИКС-31) и фотодетектор 7 (РЕМ-L-3, Hg-Cd-Zn-Te с обнаружительной способностью  $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ см Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$ ). Такой же фотодетектор применялся для регистрации излучения, прошедшего через лазерный усилитель. Чтобы ослабить влияние на результаты измерений широкополосного спонтанного излучения, возникающего в активной среде лазерного усилителя, была собрана схема дифракционного монохроматора на основе дифракционной решетки 5 (150 штр/мм, угол блеска  $\sim 26^\circ$ ). Оптическая схема юстировалась с помощью He-Ne лазера 8 ( $\lambda=0.633 \text{ мкм}$ ), а для контроля угла поворота решетки 2 применялся полупроводниковый лазер 9 ( $\lambda=650 \text{ нм}$ ). Сигналы с фотодетекторов 7 регистрировались двухлучевыми осциллографами С8-17 или Tektronix TDS 1012.



**Рис. 8.** Осциллограмма сигналов с фотодетекторов: 1 – прошедшее (усиленное) излучение, 2 - падающее зондирующее излучение. Смесь CO:He = 1:4, переход  $10 \rightarrow 9 \text{ P}(7)$ ,  $Q_{\text{in}} = 250 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ ,  $N_g = 0.12 \text{ Амага}$ ,  $T_g = 100 \text{ К}$ .

На **Рис. 8** представлена характерная осциллограмма сигналов с фотодетекторов. Величина КУСС вычислялась по формуле:

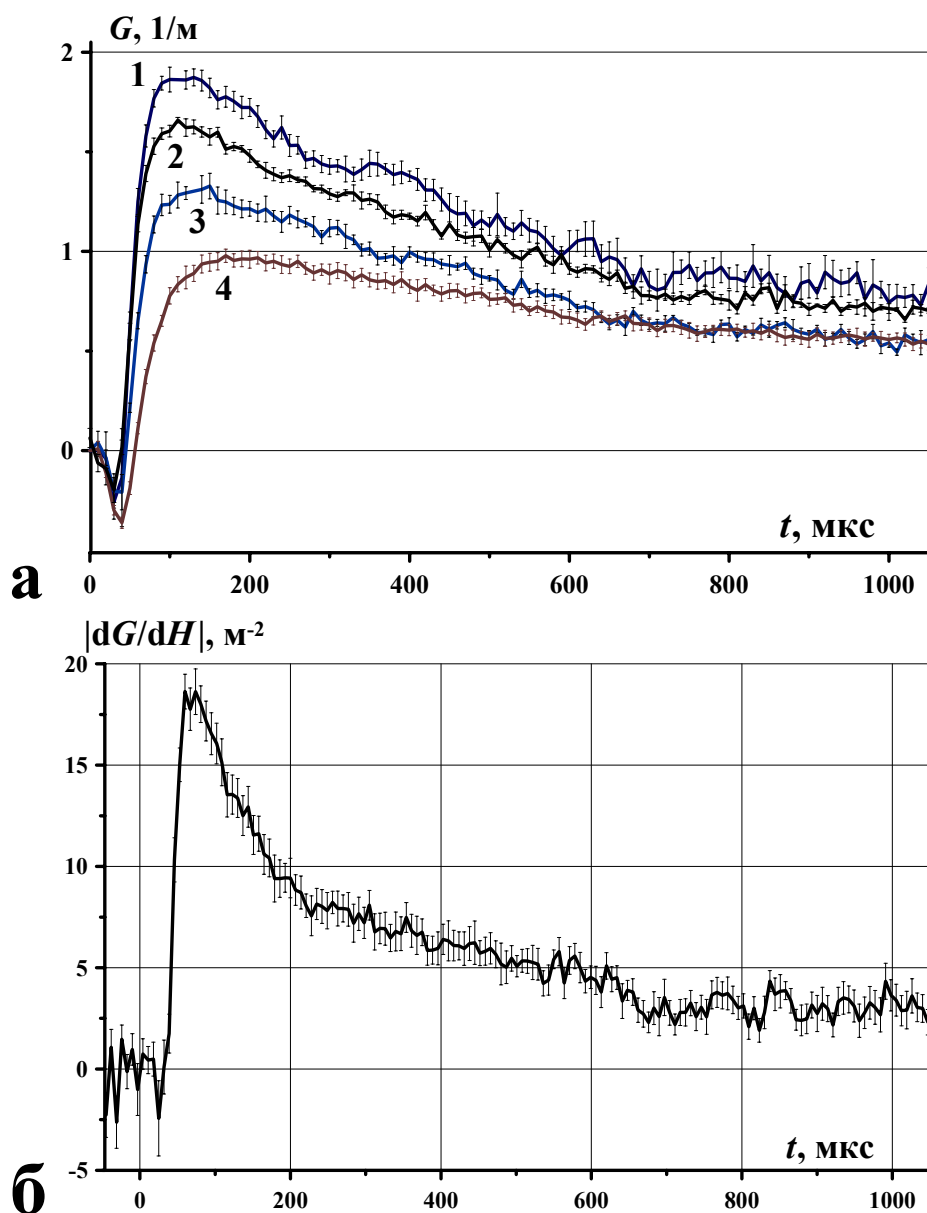
$$G(t) = (1/L) \{ \ln[I_1(t)/I_2(t)] - \ln[I_1(0)/I_2(0)] \}, \quad (1)$$

где  $I_1(t)$  - величина сигнала, пропорционального интенсивности излучения прошедшего через лазерный усилитель и попадающего на фотодетектор в момент времени  $t$ ;  $I_2(t)$  - величина сигнала, пропорционального интенсивности зондирующего излучения;  $L = 1.2$  м - длина активной среды лазерного усилителя. Момент времени  $t=0$  соответствует началу импульса накачки активной среды ЭИ лазерного усилителя. Точность вычисления величины КУСС по формуле (1) характеризуется абсолютной погрешностью  $\sigma(t) = |\Delta G(t)|$ , которая при единичном измерении пропорциональна относительной погрешности измерения сигналов  $\delta I_i = |\Delta I_i|/I_i$  ( $i=1, 2$ )  $\sigma \approx 2 (\delta I_1 + \delta I_2)/L \approx 0.1 \text{ м}^{-1}$ . При многократных измерениях КУСС абсолютная погрешность  $\sigma^E(t)$  вычислялась как стандартное отклонение КУСС  $G(t)$  от средней величины  $\langle G(t) \rangle$  и составляла в среднем  $\langle \sigma^E \rangle \approx 0.03 \text{ м}^{-1}$ .

### **Пространственно локальная диагностика.**

Измерение распределения начальной температуры газа в криогенном широкоапертурном (140 мм x 90 мм) лазерном усилителе продемонстрировало наличие градиентов температуры и плотности газа по высоте разрядного промежутка. Применение узкого лазерного пучка зондирующего лазера позволило изучить влияние этих градиентов на величину и динамику КУСС.

На **Рис. 9,а** приведены результаты измерения КУСС на переходе  $10 \rightarrow 9 \text{ P}(11)$  в смеси  $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ , полученные при позиционировании оси зондирующего лазерного пучка (диаметром 10 мм) на высоте  $H=10, 20, 35$  и  $75$  мм над поверхностью нижнего электрода (анода). Наблюдаемые вариации КУСС, связанные с изменением позиционирования зондирующего пучка, объясняются главным образом различиями в начальной температуре газа [16].



**Рис. 9.** (а) - Временная динамика КУСС  $G(t)$  в смеси  $\text{CO}:\text{He} = 1:4$  на переходе  $10 \rightarrow 9 \text{ P}(11)$  при высоте зондирующего лазерного пучка над поверхностью анода:  
**1)**  $H = 10$  мм; **2)**  $H = 20$  мм; **3)**  $H = 35$  мм и **4)**  $H = 75$  мм.  
**(б)** – градиент КУСС  $|dG(t)/dH|$  по высоте  $H$ .  
 $Q_{\text{in}} = 250 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ ,  $N_g = 0.12 \text{ Амага}$ ,  $T_g = 100 \text{ К}$ .

При низкой начальной температуре (вблизи анода,  $H=10$  мм) КУСС достигал наибольшего значения  $1.9 \text{ м}^{-1}$ . С увеличением высоты  $H$  над анодом начальная температура газа возрастала (см. **Рис. 2**) и максимальное значение КУСС уменьшалось до  $1.0 \text{ м}^{-1}$  при  $H=75$  мм (**Рис. 9,а**). При этом увеличивался интервал времени до момента достижения максимального значения КУСС, от  $120 \text{ мкс}$  ( $H=10$  мм) до  $160 \text{ мкс}$  ( $H=75$  мм). Изменение КУСС по высоте  $H$  над



нижним электродом  $|dG(t)/dH|$  достигало максимальной величины  $\sim 18 \text{ м}^{-2}$  в начале импульса усиления (**Рис. 9,б**). Затем градиент усиления уменьшался в результате процессов газодинамического перемешивания и выравнивания температуры в межэлектродном зазоре. В работе [22] было показано, что основным источником газодинамических возмущений в ЭИ разряде является область катодного падения потенциала. В условиях нашего эксперимента время распространения газодинамических возмущений от катода к аноду и обратно составляло  $\sim 390 \text{ мкс}$ , что практически соответствовало времени уменьшения градиента усиления на **Рис. 9,б**.

Таким образом, использование узкого лазерного пучка позволило осуществить пространственно локальную диагностику активной среды по сечению широкоапертурного СО лазерного усилителя. Дальнейшие измерения КУСС проводились при позиционировании зондирующего пучка примерно в середине разрядного промежутка на расстоянии  $H=35 \text{ мм}$  над поверхностью анода (кривая 3 на **Рис. 9,а**).

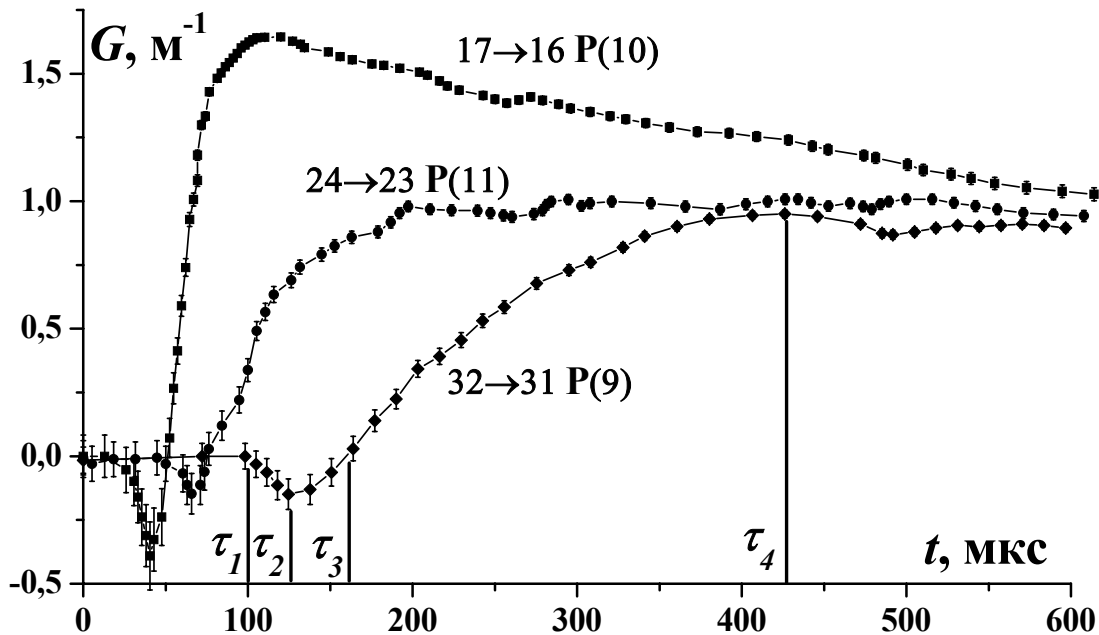
### **Динамика КУСС в газовой смеси СО:Не.**

Среди СО лазерных смесей двухкомпонентные смеси СО:Не выделяются тем, что для такой смеси количество кинетических процессов колебательного обмена, которые необходимо учитывать в кинетической модели активной среды, гораздо меньше чем, например, для смесей СО с молекулярными газами ( $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  и др.). На **Рис. 10** представлена временная динамика КУСС, измеренная на высоких колебательно-вращательных переходах в лазерной смеси СО:Не = 1:4.

Величина КУСС  $g_{V,J} [\text{см}^{-1}]$  для колебательно-вращательных переходов  $V+1 \rightarrow V P(J)$  молекулы СО связана с населенностью верхнего  $N_{V+1} [\text{см}^{-3}]$  и нижнего  $N_V [\text{см}^{-3}]$  колебательных уровней следующим образом [40, 41]:

$$g_{V,J} = \frac{A_{V+1,V} J}{4\pi c kT v^2} \left[ N_{V+1} B_{V+1} \exp\left(-\frac{B_{V+1}(J-1)J}{kT}\right) - N_V B_V \exp\left(-\frac{B_V(J+1)J}{kT}\right) \right] H(v), \quad (2)$$

где  $\nu$  [ $\text{см}^{-1}$ ] - частота излучения,  $A_{V+L,V}$  [ $\text{с}^{-1}$ ] - коэффициент Эйнштейна,  $B_V$  [ $\text{см}^{-1}$ ] - вращательная постоянная,  $T$  [K] - температура газа,  $k \approx 0.695$  [ $(\text{см К})^{-1}$ ] - постоянная Больцмана,  $c$  [ $\text{см с}^{-1}$ ] - скорость света,  $H(\nu)$  [см] - функция, которая учитывает ширину и профиль спектральной линии перехода. При доплеровском уширении  $\Delta\nu_D$  [ $\text{см}^{-1}$ ] линий эта функция имеет вид  $H(\nu) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} (\Delta\nu_D)^{-1}$ , а при столкновительном уширении  $\Delta\nu_s = 2 \sum \gamma_i p_i$  линий  $H(\nu) = (\pi \Delta\nu_s)^{-1}$ , где  $\gamma_i$  - полуширина спектральной линии, обусловленная столкновением молекул CO с молекулами  $i$ -ой компоненты газовой смеси при парциальном давлении  $p_i$ .



**Рис. 10.** Динамика КУСС на высоких колебательно-вращательных переходах.  
 $Q_{\text{in}}=250$  Дж (л Амага) $^{-1}$ , смесь CO:He=1:4,  $N_g=0.12$  Амага,  $T_g=100$  К.

При анализе динамики КУСС можно выделить несколько характерных моментов времени:  $\tau_1$  - в среде начинается поглощение излучения,  $\tau_2$  - поглощение достигает максимума,  $\tau_3$  - поглощение сменяется усилением,  $\tau_4$  - усиление излучения достигает максимума. Характерные времена указаны на примере динамики КУСС на переходе 32→31P(9) (Рис. 10). Время  $\tau_1$  соответствует началу заселения колебательных уровней зондируемого перехода, время  $\tau_3$  - образованию инверсной населенности на переходе, а при

$\tau_4$  достигается максимум инверсной населенности на переходе. В момент времени  $\tau_3$  КУСС на переходе  $V+1 \rightarrow V$   $P(J)$  равен нулю  $G(t=\tau_3) = 0$ , а населенности колебательных уровней в этот момент соотносятся как

$$N_{V+1}/N_V \approx \exp[-2 B_V J / (k T)] \approx 1 - 2 B_V J / (k T), \quad (3)$$

где  $B_V$  - вращательная постоянная молекулы CO, которая слабо зависит от номера  $V$  ( $B_{V+1}/B_V = 0.99 \approx 1$ ,  $B_{V=0} \approx 1.93 \text{ см}^{-1}$ ). С точки зрения анализа непрерывной функции распределения  $f_v(v)$  по колебательным уровням [6-8], которая равна населенности  $N_V$  уровня  $v = V$  по отношению к концентрации молекул CO в газовой смеси  $f_v(V) = N_V/[CO]$  (см., например, [8] с. 138), выражение (3) соответствует условию  $d \ln(f_v)/dv \approx -2 B_V J / (k T)$ .

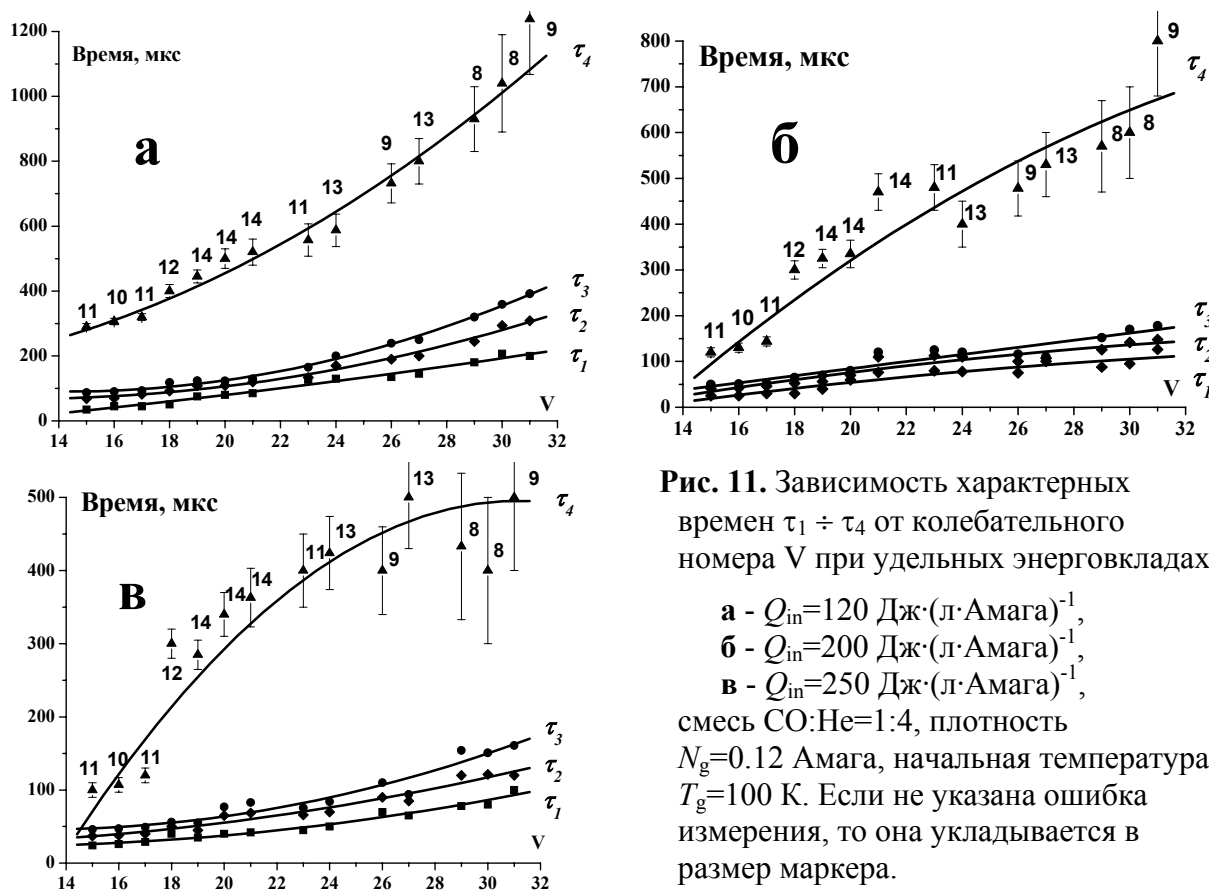
В моменты времени  $\tau_2$  и  $\tau_4$  нулю равна производная от КУСС по времени  $dG_{V,J}/dt = 0$ , причем, если пренебречь изменением температуры газа  $T$ , то для момента  $\tau_2$  это соответствует ситуации, при которой скорости заселения уровней  $V$  и  $V+1$  соотносятся следующим образом:

$$(dN_{V+1}/dt) \approx (dN_V/dt) \exp[-2 B_V J / (k T)] < (dN_V/dt). \quad (4)$$

В момент времени  $\tau_4$  складывается иная ситуация. Колебательная функция распределения (КФР) приобретает квазистационарный характер, а сама функция  $f_v(v)$  имеет вид медленного спада при увеличении номера  $V$  (т.н. «плато» функции распределения [6-8]). В этих условиях населенность уровней и усиление в среде меняются приблизительно одинаковым образом  $N_{V+1}(t) \approx N_V(t) (1 + d \ln(f_v)/dv) \sim N_V(t) \sim G_{V,J}(t)$ . Поэтому момент времени  $\tau_4$  соответствует ситуации, при которой населенности уровней достигают своих максимальных значений, т.е. в выражении (4)  $dN_{V+1}/dt = 0 = dN_V/dt$ .

Величина КУСС была измерена в колебательных полосах  $V+1 \rightarrow V$  от  $6 \rightarrow 5$  до  $32 \rightarrow 31$ . В смеси CO:He=1:4 при энерговкладе  $Q_{in}=250 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$  наибольшее измеренное значение КУСС достигало  $3.3 \text{ м}^{-1}$  для перехода  $8 \rightarrow 7 P(10)$ . При увеличении номера  $V$  максимальное значение КУСС  $G_{max}$

уменьшалось (**Рис. 10**): для перехода  $17 \rightarrow 16$  P(10)  $G_{\max} \approx 1.7 \text{ м}^{-1}$ , а для перехода  $32 \rightarrow 31$  P(9)  $G_{\max} \approx 1.0 \text{ м}^{-1}$  ( $\tau_4 \approx 430 \text{ мкс}$ ).



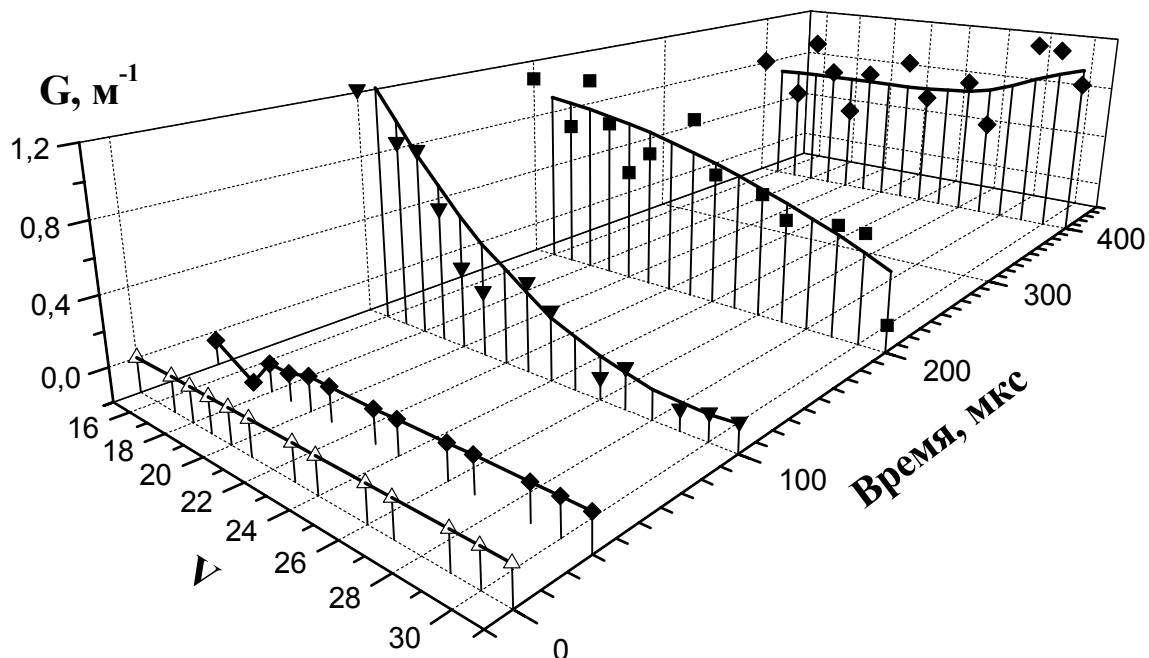
**Рис. 11.** Зависимость характерных времен  $\tau_1 \div \tau_4$  от колебательного номера  $V$  при удельных энерговкладах:

- а** -  $Q_{\text{in}}=120 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{Амага})^{-1}$ ,
- б** -  $Q_{\text{in}}=200 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{Амага})^{-1}$ ,
- в** -  $Q_{\text{in}}=250 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{Амага})^{-1}$ ,

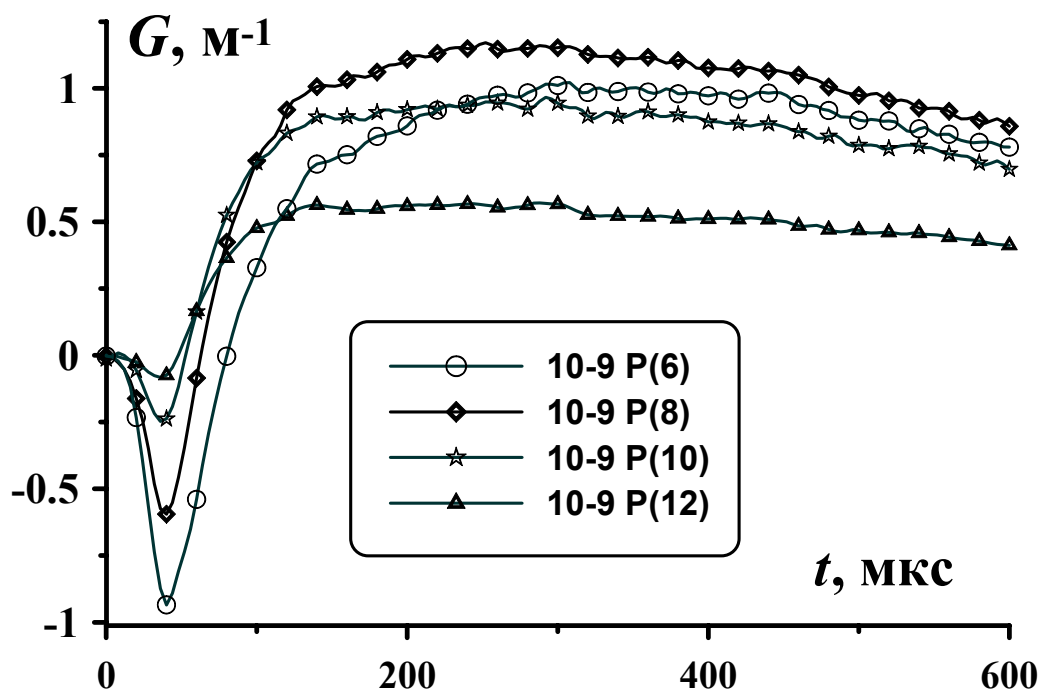
смесь CO:He=1:4, плотность  $N_g=0.12 \text{ Амага}$ , начальная температура  $T_g=100 \text{ К}$ . Если не указана ошибка измерения, то она укладывается в размер маркера.

Зависимость времен  $\tau_1 \div \tau_4$  от номера  $V$  для переходов  $V+1 \rightarrow V$  P(J) при трех значениях удельного энерговклада представлена на **Рис. 11**. Над верхней кривой на каждом рисунке указаны соответствующие вращательные номера  $J$  колебательно-вращательных переходов. При увеличении номера колебательного перехода  $V$  и с уменьшением удельного энерговклада все характерные времена ( $\tau_1 \div \tau_4$ ) возрастали. Такое поведение характерных времен с ростом  $V$  объясняется тем, что в процессе импульсной накачки при соударениях с электронами заселяются нижние колебательные уровни, а заселение высоких уровней путем VV-обмена происходит более медленно. Для иллюстрации изменения величины КУСС на высоко расположенных колебательных переходах  $V+1 \rightarrow V$ , на **Рис. 12** представлены величины КУСС на интервале номера  $V$  от 15 до 31 в различные моменты времени. Сплошные кривые на **Рис. 12** представляют сглаживание по  $V$  средних

экспериментальных значений КУСС для интервала вращательных чисел  $J$  от 8 до 14. С течением времени происходит смещение максимума усиления («волна усиления») в сторону более высокого номера  $V$ .



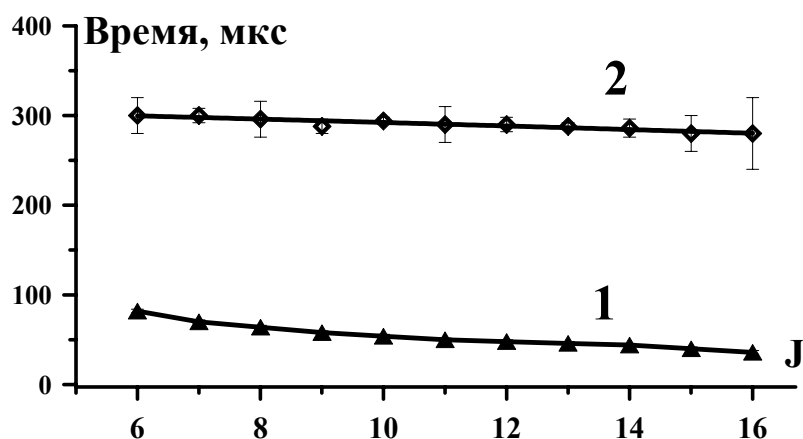
**Рис. 12.** Изменение во времени распределения КУСС  $G(V, t)$  по колебательным переходам  $V+1 \rightarrow V$   $P(J)$ . Кривые представляют сглаживание по экспериментальным данным для  $V=15 \div 31$ .  $Q_{in}=250$  Дж  $(\text{л Амага})^{-1}$ ,  $\text{CO:He}=1:4$ ,  $N_g=0.12$  Амага,  $T_g=100$  К.



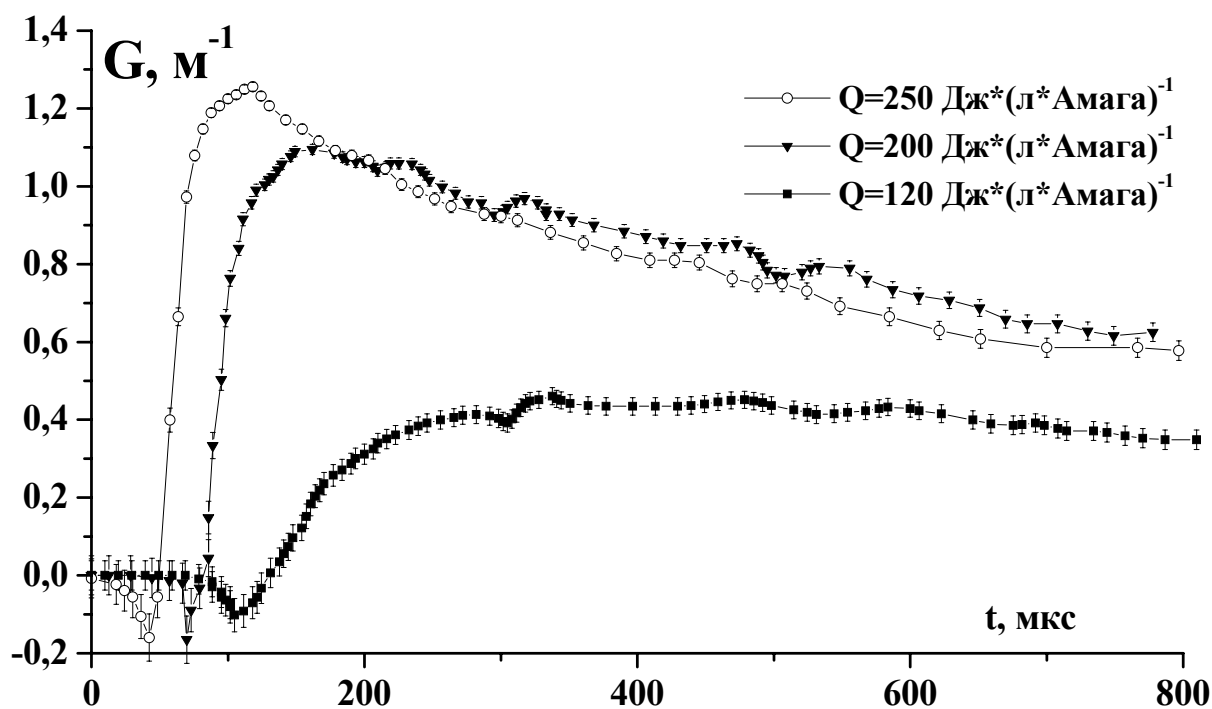
**Рис. 13.** Динамика КУСС на колебательном переходе  $10 \rightarrow 9$  для различных вращательных компонент  $J$ .  $Q_{in}=100$  Дж  $(\text{л Амага})^{-1}$ , смесь  $\text{CO:He}=1:4$ , плотность  $N_g=0.12$  Амага, начальная температура  $T_g=100$  К.

На **Рис. 13** приведена временная динамика КУСС на четырех колебательно-вращательных переходах колебательной полосы 10→9. При величине удельного энерговклада  $Q_{in}=100 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$  максимальное значение КУСС  $\sim 1.2 \text{ м}^{-1}$  достигалось для  $J=8$ . Отметим, что заметное изменение наблюдалось для времени  $\tau_3$  (в этот момент поглощение сменялось усилением), которое уменьшалось при увеличении номера  $J$ .

На **Рис. 14** представлены значения времени  $\tau_3$  и  $\tau_4$  в зависимости от вращательного квантового числа  $J$  от 6 до 16 для полосы 10→9. При увеличении  $J$  время  $\tau_3$  уменьшалось от 82 мкс ( $J=6$ ) до 36 мкс ( $J=16$ ). Такое изменение  $\tau_3(J)$  связано с процессом формирования «плато» функции распределения по колебательным уровням. В частности анализ выражения (3) показывает, что соотношение  $d\tau_3/dJ < 0$  следует из соотношения  $d[\ln(N_{V+1}/N_V)]/dt > 0$ , т.е. в условиях, при которых верхний  $V+1$  колебательный уровень заселяется быстрее, чем нижний  $V$  уровень ( $dN_{V+1}/dt > dN_V/dt$ ). Время достижения максимума усиления  $\tau_4$  при увеличении  $J$  практически не менялось и составляло  $290 \pm 10$  мкс. Таким образом, при увеличении номера  $J$  от 6 до 16 характерное время  $\tau_3$  изменялось наиболее значительным образом (уменьшалось почти в два раза), причем наибольшее усиление излучения наблюдалось при  $J = 8$  (**Рис. 13**). Увеличение колебательного номера  $V$  от 15 до 31 приводило к росту всех характерных времен ( $\tau_1 \div \tau_4$ , см. **Рис. 11**), при этом максимальное значение КУСС уменьшалось.



**Рис. 14.** Зависимость характерного времени  $\tau_3$  (1) и  $\tau_4$  (2) от вращательного номера  $J$ . Переход 10→9 P(J),  $Q_{in}=100 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{Амага})^{-1}$ , смесь CO:He=1:4,  $N_g=0.12 \text{ Амага}$ , начальная температура  $T_g=100 \text{ К}$ .



**Рис. 15.** Динамика КУСС для колебательно-вращательного перехода  $16 \rightarrow 15$  P(11) при различных удельных энерговкладах. Смесь CO:He=1:4,  $N_g=0.12$  Амага,  $T_g=100$  К.

Влияние удельного энерговклада на процессы поглощения и усиления наглядно иллюстрирует **Рис. 15**, на котором представлена динамика КУСС для одного колебательно-вращательного перехода  $16 \rightarrow 15$  P(11) при трех значениях удельного энерговклада. При увеличении удельного энерговклада характерные времена ( $\tau_1 - \tau_4$ ) уменьшались, а максимум КУСС возрастал. Следует обратить внимание на то, что при удельном энерговкладе  $Q_{in}=120$  Дж (л Амага) $^{-1}$  максимальное значение КУСС достигалось в три раза позже, чем при удельном энерговкладе  $Q_{in}=250$  Дж (л Амага) $^{-1}$ . Однако, в отличие от случая более высоких энерговкладов, при  $Q_{in}=120$  Дж (л Амага) $^{-1}$  после достижения максимального значения КУСС усиление в активной среде практически не снижалось на протяжении длительного времени ( $\sim 0.48$  мс по уровню 0.9 от максимума усиления). Причина такого замедления связана с тем, что скорость кинетических процессов VV-обмена пропорциональна концентрации возбужденных частиц, которая уменьшается при уменьшении вложенной энергии. Таким образом, увеличение удельного энерговклада от

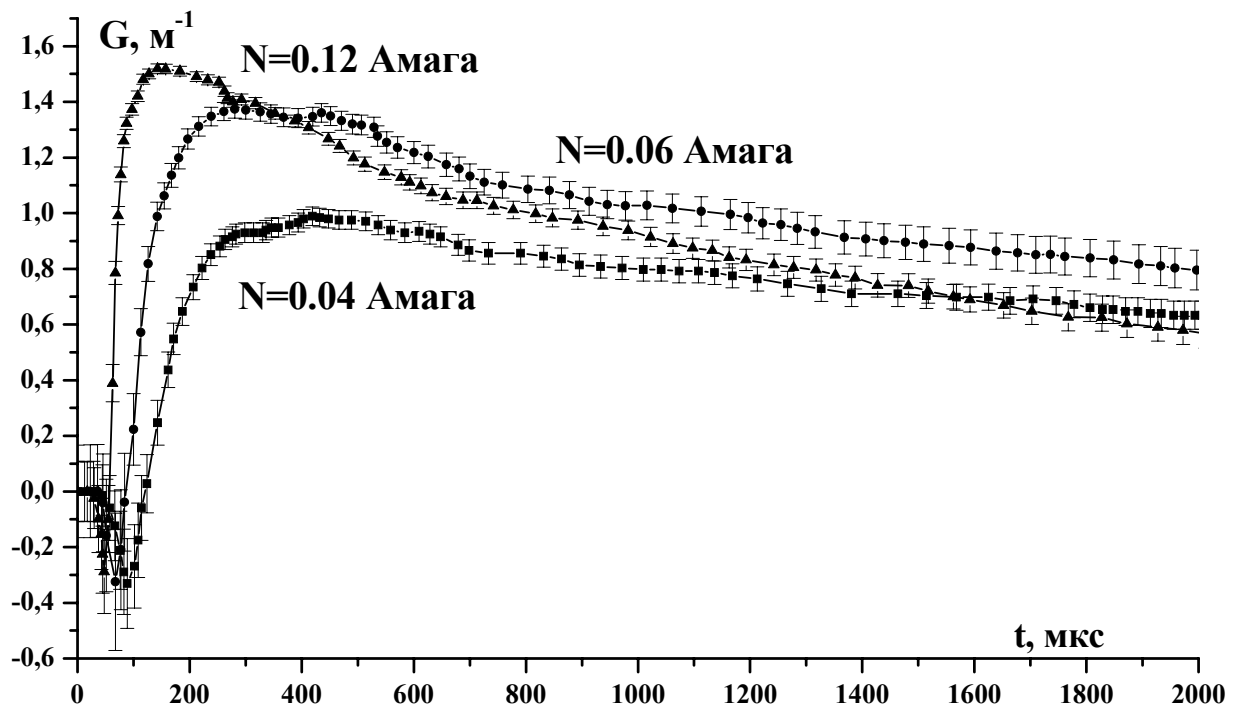
100 до 250 Дж (л Амага)<sup>-1</sup> приводит к уменьшению характерных времен ( $\tau_1 - \tau_4$ ) и увеличению максимального значения КУСС на всех колебательно-вращательных переходах.

### **Влияние плотности газовой смеси на динамику КУСС.**

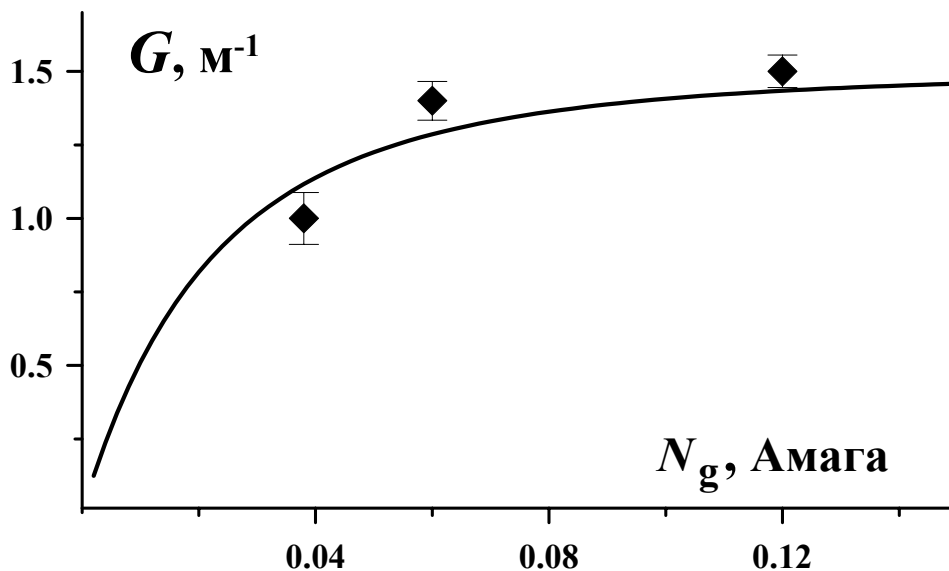
Увеличение плотности газовой смеси приводит к ускорению всех процессов, происходящих в активной среде усилителя. В экспериментах по исследованию динамики КУСС на высоких колебательно-вращательных переходах плотность газовой смеси изменялась в пределах  $\sim 0.04 \div 0.12$  Амага. Динамика КУСС для колебательно-вращательного перехода  $19 \rightarrow 18$  P(11) при различных плотностях газовой смеси представлена на **Рис. 16**. Следует отметить, что при плотности газа  $N_g = 0.06$  Амага и  $N_g = 0.12$  Амага максимальные значения КУСС были примерно одинаковы (см. **Рис. 16**). По-видимому, при плотности газа  $N_g = 0.06$  Амага преобладает столкновительное уширение спектральных линий колебательно-вращательных переходов молекулы СО, при котором КУСС слабо зависит от концентрации молекул СО (**Рис. 17**). Расчет зависимости КУСС от плотности смеси газов был выполнен на основе данных [41] о столкновительном уширении спектральных линий молекулы СО при одинаковой величине соотношения населенностей верхнего и нижнего колебательных уровней  $N_{V+1}/N_V = 0.95$  (расчетная кривая на **Рис. 17**). Доплеровское уширение спектральных линий, при котором усиление пропорционально концентрации молекул СО, проявлялось при плотности  $N_g < 0.06$  Амага. В расчетах столкновительное уширение становилось равным доплеровскому уширению при  $N_g = 0.04$  Амага. При малой плотности газа ( $N_g = 0.04 \div 0.06$  Амага) усиление в среде после достижения максимального значения КУСС практически не менялось на протяжении длительного времени. Временной интервал, на протяжении которого величина КУСС превышала уровень 0.9 от максимума усиления, составлял  $\tau_{0.9} = 0.25$  мс при



$N_g=0.12$  Амага,  $\tau_{0,9}=0.38$  мс при  $N_g=0.06$  Амага и  $\tau_{0,9}=0.43$  мс при  $N_g=0.04$  Амага.



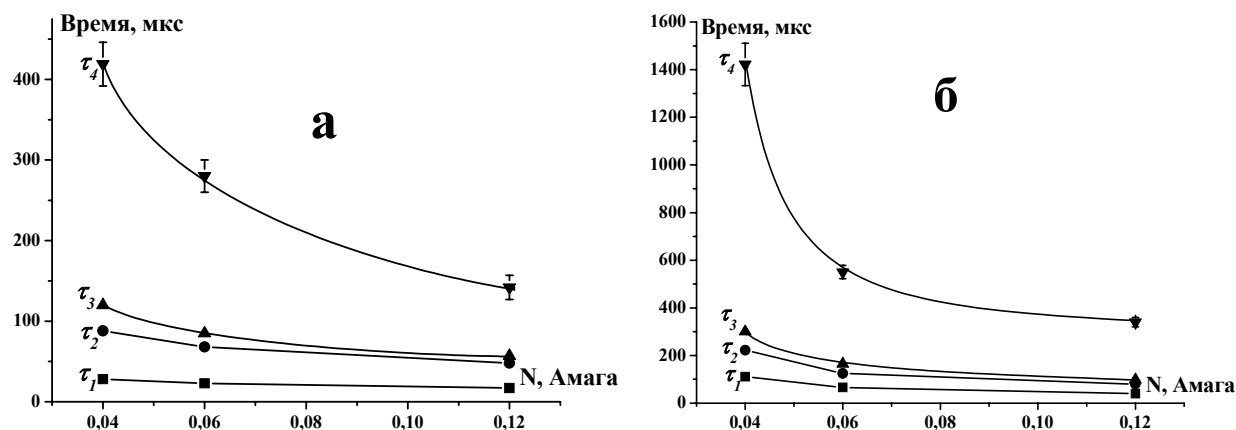
**Рис. 16.** Динамика КУСС на колебательно-вращательном переходе  $19 \rightarrow 18$  P(11) при различной плотности  $N_g$  газовой смеси (0.04, 0.06 и 0.12 Амага).  $CO:He=1:4$ ,  $Q_{in}=250$  Дж·(л·Амага) $^{-1}$ ,  $T_g=100$  К.



**Рис. 17.** Сопоставление величины максимального КУСС на переходе  $19 \rightarrow 18$  P(11) с расчетной зависимостью.  $Q_{in}=250$  Дж·(л·Амага) $^{-1}$ ,  $CO:He=1:4$ ,  $T_g=100$  К.

Характерные времена  $\tau_1 - \tau_4$  уменьшались с увеличением плотности газовой смеси (**Рис. 18**), поскольку при увеличении плотности газа возрастает

частота столкновений и скорость кинетических процессов энергообмена между молекулами. При увеличении плотности газовой смеси  $N_g$  от 0.04 до 0.12 Амага время  $\tau_4$  уменьшалось от 420 мкс до 150 мкс при  $Q_{in}=250$  Дж (л Амага) $^{-1}$  и от 1400 мкс до 400 мкс при  $Q_{in}=150$  Дж (л Амага) $^{-1}$ , т.е. почти обратно пропорционально плотности газа  $\tau_4 \sim (N_g)^{-1}$ . При этом максимальное значение КУСС увеличилось от  $\sim 1.0$  м $^{-1}$  до  $\sim 1.5$  м $^{-1}$ .

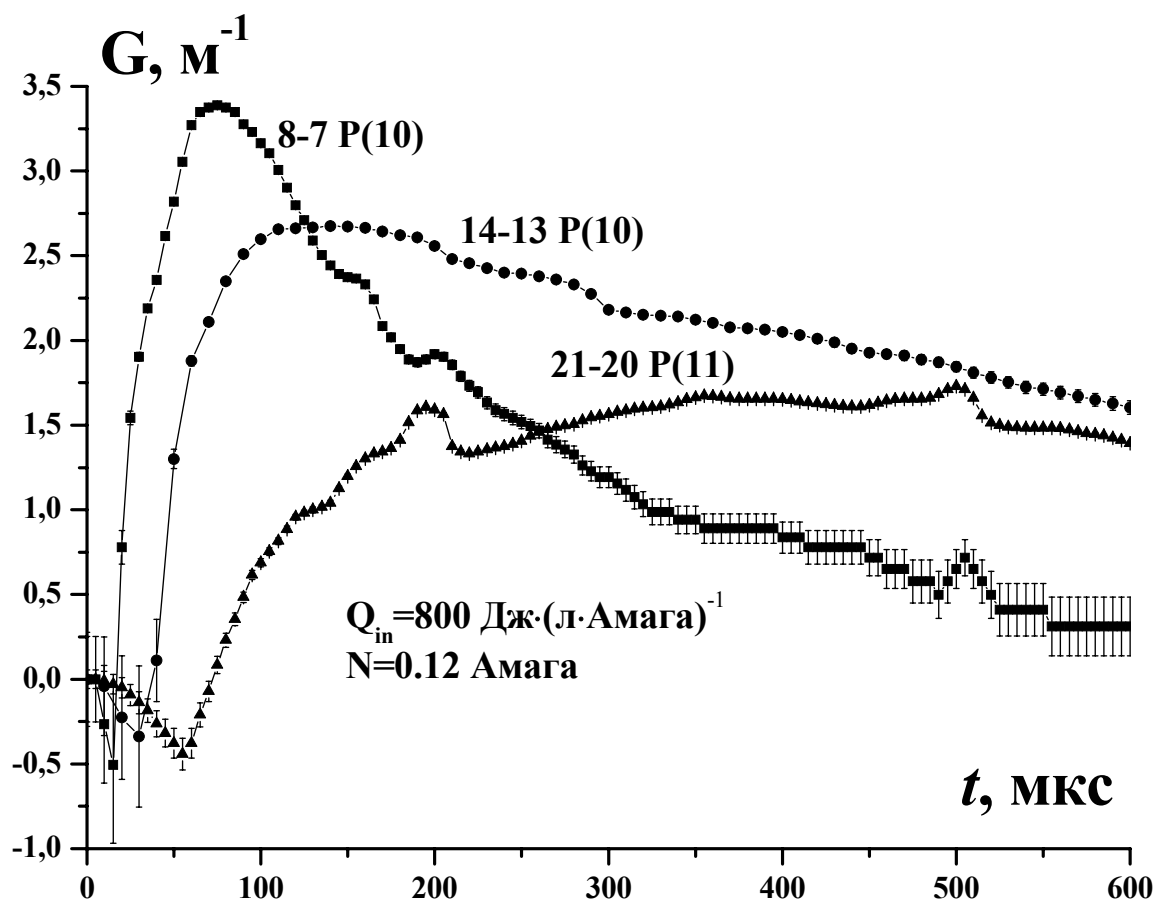


**Рис. 18.** Зависимость характерных времен  $\tau_1 - \tau_4$  для перехода  $19 \rightarrow 18$  P(11) от плотности газовой смеси.  $Q_{in}=250$  Дж·(л·Амага) $^{-1}$  (а),  $Q_{in}=150$  Дж·(л·Амага) $^{-1}$  (б). CO:He=1:4,  $T_g=100$  К. Если не указана ошибка измерения, то она укладывается в размер маркера.

Таким образом, увеличение плотности газовой смеси от 0.04 до 0.12 Амага привело к увеличению максимального значения КУСС на исследуемых колебательно-вращательных переходах и к ускорению кинетических процессов, происходящих в активной среде CO ЭИЛ, в том числе процессов поглощения и усиления излучения.

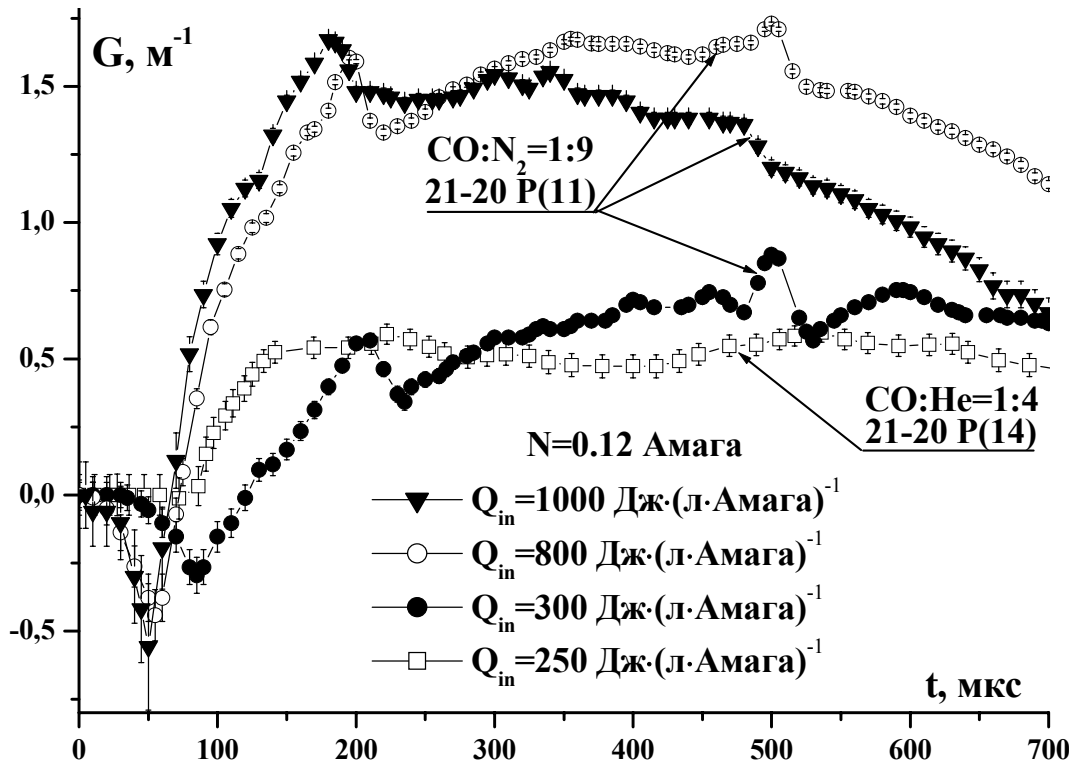
### Динамика КУСС в газовой смеси CO:N<sub>2</sub>.

Использование молекулярного азота в составе лазерной смеси CO ЭИЛ позволяет значительно увеличить удельный энерговклад и лазерный энергосъем, так как существенная часть энергии накачки запасается молекулами азота и далее за счет межмолекулярного VV-обмена передается молекулам CO. На **Рис. 19** представлена временная динамика КУСС в газовой смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9 с плотностью  $N_g=0.12$  Амага для трех колебательно-вращательных переходов.

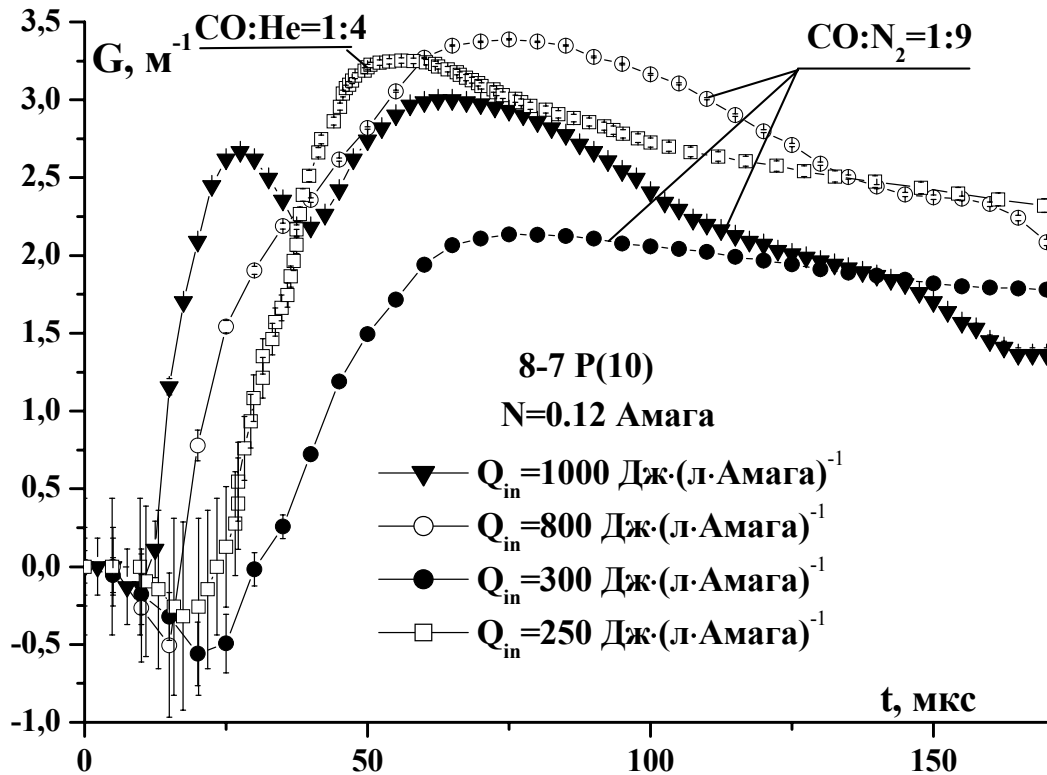


**Рис. 19.** Временная динамика КУСС на колебательно-вращательных переходах  $8 \rightarrow 7$  P(10),  $14 \rightarrow 13$  P(10) и  $21 \rightarrow 20$  P(11).  $Q_{in} = 800 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{Амага})^{-1}$ , смесь  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$ ,  $T_g = 100 \text{ К}$ .

Для смеси  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$  также как и для гелиевой смеси (ср. **Рис. 10**) с увеличением номера колебательного перехода  $V$  (при прочих равных условиях) происходило уменьшение максимального значения КУСС и замедление временной динамики процессов поглощения и усиления. Величина удельного энерговклада для азотной смеси также как и для гелиевой смеси оказывала существенное влияние на динамику КУСС. Временная динамика КУСС в смеси  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$  ( $N_g = 0.12$  Амага) при трех значениях энерговклада 300, 800 и 1000 Дж (л Амага) $^{-1}$  представлена на **Рис. 20** для перехода  $21 \rightarrow 20$  P(11) и на **Рис. 21** для низкорасположенного перехода  $8 \rightarrow 7$  P(10). На этих же рисунках для сравнения приведена динамика КУСС в гелиевой смеси  $\text{CO}:\text{He} = 1:4$  при энерговкладе  $Q_{in} = 250 \text{ Дж} (\text{л Амага})^{-1}$  для перехода  $21 \rightarrow 20$  P(14) на **Рис. 20** и для перехода  $8 \rightarrow 7$  P(10) на **Рис. 21**.

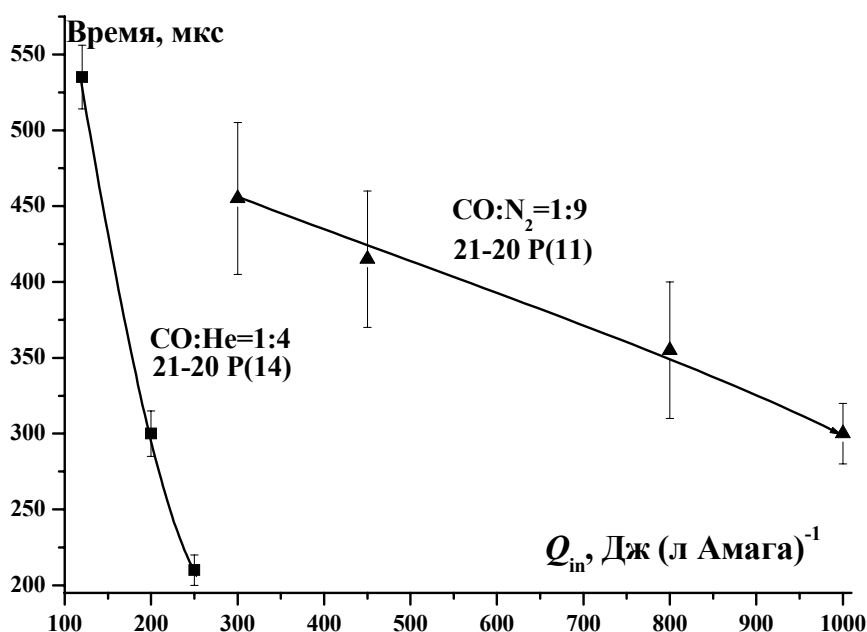


**Рис. 20.** Динамика КУСС на переходе 21→20 P(11) в смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9, N<sub>g</sub>=0.12 Амага при энерговкладке: Q<sub>in</sub>= 300, 800 и 1000 Дж (л Амага)<sup>-1</sup>, а также динамика КУСС на переходе 21→20 P(14) в смеси CO:He=1:4, N<sub>g</sub>=0.12 Амага при Q<sub>in</sub>= 250 Дж (л Амага)<sup>-1</sup>.



**Рис. 21.** Динамика КУСС на переходе 8→7 P(10) в смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9, N<sub>g</sub>=0.12 Амага при энерговкладке: Q<sub>in</sub>= 300, 800 и 1000 Дж (л Амага)<sup>-1</sup>, а также в смеси CO:He=1:4, N<sub>g</sub>=0.12 Амага при Q<sub>in</sub>= 250 Дж (л Амага)<sup>-1</sup>.

В азотной смеси с увеличением энерговклада до  $Q_{in} = 800$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup> максимальное значение КУСС возрастало (до 1.7 м<sup>-1</sup> на **Рис. 20** и до 3.4 м<sup>-1</sup> на **Рис. 21**), но при дальнейшем увеличении энерговклада оно начинало снижаться. Такое снижение максимального КУСС связано, по-видимому, с тем, что при  $Q_{in} > 800$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup> происходит чрезмерное увеличение поступательной температуры газа при накачке активной среды СО ЭИЛ. Резкие всплески в динамике КУСС для азотной смеси (**Рис. 20**) указывают на наличие больших газодинамических возмущений в активной среде СО ЭИЛ при высоких значениях удельного энерговклада. Таким образом, в азотосодержащей смеси увеличение энергии накачки приводит к ускорению процессов усиления, однако максимальное значение КУСС быстрее достигается в гелиевой смеси СО:He = 1:4 при меньшем энерговкладе (**Рис. 20** и **Рис. 21**).



**Рис. 22.** Зависимость характерного времени  $\tau_4$  от величины удельного энерговклада  $Q_{in}$  для колебательного перехода 21→20. Смеси СО:He=1:4 и СО:N<sub>2</sub>=1:9,  $N_g=0.12$  Амага,  $T_g=100$  К.

Изменение времени достижения максимального значения КУСС  $\tau_4$  в гелиевой и в азотной смесях при увеличении энерговклада демонстрирует **Рис. 22**. При этом наибольшие значения КУСС на переходе 8→7 P(10) в азотной и гелиевой смесях были почти одинаковыми (**Рис. 21**), несмотря на значительную разницу в величине удельного энерговклада.

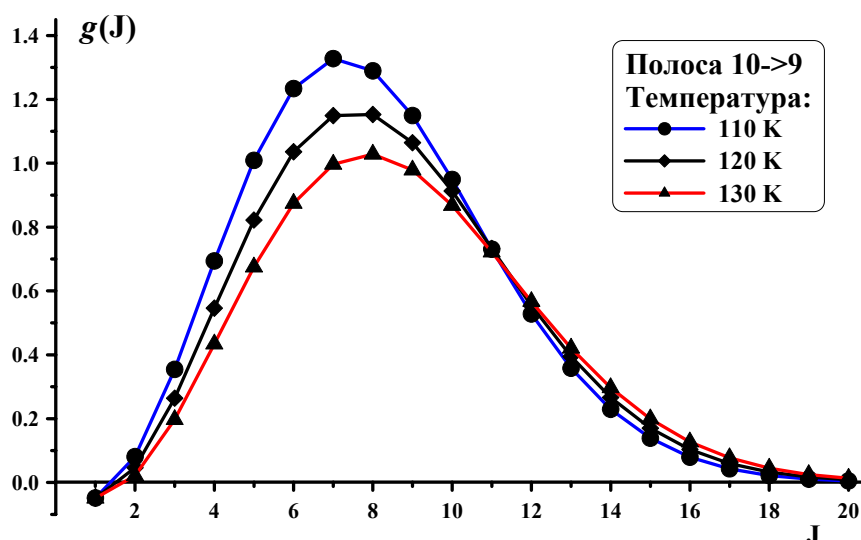
#### 4. Термодинамические параметры и населенность уровней.

##### Экспериментальная методика и анализ данных.

Для исследования временной динамики температуры газа при накачке импульсным ЭИ разрядом был применен метод многочастотного лазерного зондирования. Этот метод основан на анализе временной динамики КУСС на нескольких ( $m > 2$ ) колебательно-вращательных переходах молекулы CO, поскольку газовая температура в условиях этих экспериментов практически равна вращательной температуре возбужденных состояний молекул CO (см., например, обзор [42]). Попытка восстановления температуры газа по измерению КУСС на трех ( $m = 3$ ) вращательных переходах одной колебательной полосы предпринималась в работах [12, 43], причем точность измерения КУСС составляла  $\delta G = 9 - 15\%$  [43]. Позднее [32] было показано, что типичная точность измерения КУСС  $\delta G = 10\%$  при  $m = 3$  приводит к высокой погрешности восстановления температуры газа  $\delta T > 60\%$  ( $\Delta T > 200$  К, т.к. в [32] анализ проводился для  $T = 330$  К), а для уменьшения погрешности до уровня  $\delta T \sim 8\%$  требуется сверхвысокая точность измерения КУСС  $\delta G < 1\%$ . В работах [30-32] был избран иной путь повышения точности восстановления температуры - увеличение количества зондируемых линий  $m$ . Анализ, проведенный в работах [30-32], показал, что при  $m = 10$  точность  $\Delta T = 1$  К может быть достигнута при погрешности измерения КУСС  $\delta G = 10\%$ . Однако, при  $m > 3$  задача восстановления температуры становится переопределенной (число уравнений превышает число неизвестных величин) и решается такая задача методами, которые применяются при решении т.н. некорректных задач [44].

Восстановление температуры газа методом многочастотного лазерного зондирования представляет собой поиск такой теоретической (колоколообразной) кривой, которая является наилучшей для описания величин КУСС  $G(J)$ , измеряемых с определенной погрешностью  $\sigma = \Delta G$ . На

**Рис. 23** представлено расчетное изменение распределения КУСС  $g(J)$  по вращательным компонентам  $J$  одной колебательной полосы  $10 \rightarrow 9$  при изменении температуры от 110 до 130 К. Чем точнее будет задана форма кривой  $G(J)$ , т.е. чем точнее будут данные о КУСС, особенно вблизи максимума усиления, тем точнее будет восстановлена температура. Следовательно, величину КУСС нужно измерять с максимально возможной точностью для каждого зондируемого перехода. Кроме того, применение метода многочастотного лазерного зондирования требует достоверной идентификации зондируемых колебательно-вращательных переходов, т.е. должен быть точно известен переход  $V+1 \rightarrow V$   $P(J)$ , на котором происходит усиление зондирующего излучения. Выполнение каждого из этих требований является сложной технической задачей. Например, в работе [32] авторы признавали, что разрешающая способность применявшегося ими спектроанализатора ( $\Delta\nu \approx 2 \text{ см}^{-1}$ ) оказалась недостаточной для идентификации спектральных линий. Но отступление от указанных требований приводит к увеличению погрешности восстановления температуры газа или к «нефизичным» результатам [32].



**Рис. 23.** Расчетная зависимость КУСС на колебательно-вращательных переходах  $10 \rightarrow 9P(J)$  от номера вращательного перехода  $J$  при значениях температуры газа  $T = 110, 120$  и  $130$  К. Соотношение населенностей считалось равным  $N_{10}/N_9 = 0.94$ ,  $N_9 = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .  $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ , плотность газа  $N_g = 0.12$  Амага.

Для повышения точности измерения КУСС и идентификации зондируемых линий нами были предприняты меры, направленные на решение следующих задач.

- 1). Согласование спектров. Спектр перестройки частоты излучения зондирующего СО лазера должен охватывать те переходы, которые обладают максимальным усилением в среде СО лазерного усилителя.
- 2). Отбор зондируемых линий. Спектральная линия зондирующего излучения не должна перекрываться с линиями других переходов (включая изотопы), которые обладают заметным поглощением или усилением в активной среде СО лазерного усилителя на частоте зондирующего излучения. В качестве критерия отбора линий выбиралось условие, при котором частотная отстройка  $\Delta\nu$  зондирующей линии от ближайших линий значительно превышала ширину линий зондирующего лазера  $\Delta\nu_{V,J}$ .
- 3). Идентификация линий. Решение этой задачи упрощается после решения предыдущей задачи отбора зондируемых линий с достаточно жестким критерием отбора  $\Delta\nu \gg \Delta\nu_{V,J}$ . При резонансном усилении излучения, т.е. при точном совпадении центров линии усиления и зондирующего излучения, задача идентификации зондирующих линий решается путем измерения частоты излучения зондирующего лазера и идентификации лазерного перехода  $V+1 \rightarrow V P(J)$ .
- 4). Интенсивность зондирующего излучения  $I_{V,J}$  должна быть достаточно большой для измерения величины КУСС с высокой точностью, но она должна быть много меньше интенсивности насыщения усиления излучения в среде СО лазерного усилителя, т.е.  $I_{V,J} \ll 10^2 \text{ Вт см}^{-2}$  [45]. В том случае, если при зондировании среды используется излучение, в котором помимо выбранной зондирующей линии  $V+1 \rightarrow V P(J)$  присутствуют другие слабые линии  $V^*+1 \rightarrow V^* P(J^*)$ , где  $(V^*, J^*) \neq (V, J)$ , то интенсивность зондирующей линии  $I_{V,J}$  должна значительно превышать



интенсивность этих соседних линий  $I_{(v^*,j^*)}$ . При этом мерой влияния соседних линий является то, насколько они искажают результат измерения КУСС  $G_{v,j}$  по сравнению со средне статистической погрешностью измерений  $\langle \Delta G \rangle$ .

5) Люминесцентный шум. При высокой величине усиления излучения в активной среде СО лазерного усилителя должны быть предприняты меры по выделению усиленного зондирующего излучения из спектра люминесценции и сверхлюминесценции.

В наших экспериментах для согласования спектров применялся зондирующий СО лазер с охлаждением активной среды жидким азотом. Спектральный диапазон перестройки частоты его излучения позволял охватить переходы с номером  $J$  от 6 до 18, причем в интервал  $J=6\div 10$  попадали именно те переходы, которые обладали максимальным усилением в среде ЭИ лазерного усилителя. Для измерения спектра излучения зондирующего лазера применялся спектрометр ИКС-31 с погрешностью измерения длины волны  $\Delta\lambda = 0.8$  нм ( $\Delta\nu \approx 0.22$  см<sup>-1</sup> при  $\lambda = 6$  мкм). Для того чтобы повысить точность идентификации линий и уменьшить влияние перекрытия спектральных линий на погрешность восстановления температуры газа, нами было проанализировано положение  $\sim 5000$  спектральных линий, соответствующих колебательно-вращательным переходам (P- и R- ветвей) для природной смеси изотопов:  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  (наиболее распространенный изотоп с относительной концентрацией  $y_1 \approx 0.987$ ) и  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$  ( $y_2 \approx 0.011$ ) [46]. Из 700 линий, соответствующих  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  лазерным (P- ветвь) переходам  $V+1 \rightarrow V$  ( $J-1 \rightarrow J$ ), где  $V=2\div 36$  и  $J=4\div 23$ , были выявлены 250 подходящих линий ( $7\pm 3$  линии на колебательную полосу). Эти спектральные линии (точнее, значения частоты в центре линий) отстояли от центра ближайших соседних линий на расстоянии  $\Delta\nu_{v,j} > 0.2 y_n$  см<sup>-1</sup>, причем здесь учитывалась относительная концентрация  $y_n$  ( $n = 1$  или  $2$ ) того изотопа,

которому принадлежит ближайшая спектральная линия. При более жестком критерии отбора  $\Delta v_{v,J} > 0.3 \nu_n \text{ см}^{-1}$ , количество подходящих линий уменьшалось в два раза до 130 линий. Полная ширина спектральных линий СО лазера на половине высоты составляет около  $0.1 \text{ см}^{-1} \text{ Амага}^{-1}$  и зависит от температуры, плотности и состава газовой смеси, а также номера J [41], - все это учитывалось при расчете теоретической величины КУСС  $g_{v,J}(t)$ .

Затем было проведено сравнение набора выявленных линий со спектральными характеристиками зондирующего СО лазера (~200 спектральных линий,  $V=5\div 31$ ). Это сравнение показало, что количество линий, подходящих для восстановления температуры газа, редко превышает три линии в одной колебательной полосе. Тем не менее, погрешность восстановления температуры газа может быть уменьшена при использовании колебательно-вращательных спектральных линий, принадлежащих разным колебательным полосам [32]. При этом следует учитывать увеличение количества  $x$  неизвестных населенностей  $N_v$  для выбранных колебательных полос (для одной колебательной полосы  $x=2$ ). Количество неизвестных величин возрастает на две ( $x+2$ ) при добавлении одной колебательной полосы и только для соседней полосы это количество увеличивается на единицу ( $x+1$ ) из-за того, что верхний колебательный уровень одного колебательно-вращательного перехода совпадает с нижним колебательным уровнем другого перехода, т.е. образует каскад.

В результате проведенного анализа для исследования временной динамики температуры в лазерных смесях СО:N<sub>2</sub> и СО:Не были выбраны десять спектральных линий из трех последовательных колебательных полос: **13→12** P(J=9, 13, 15); **14→13** P(8, 10, 13, 14); **15→14** P(10, 14, 16). Благодаря предпринятым мерам по селекции линий и измерению спектра излучения зондирующего лазера, каждая из выбранных линий была довольно точно идентифицирована. Величина КУСС  $G(t)$  для каждой линии была измерена (при высоте над анодом  $H=35$  мм) несколько раз (3-4 серии по 3 измерения в

каждой из них) для устранения случайных погрешностей и для оценки величины стандартного отклонения  $\sigma^E(t)$ . Для исследуемых лазерных смесей CO:N<sub>2</sub> и CO:He на различных линиях величина стандартного отклонения  $\sigma^E(t)$  изменялась от 0.02 до 0.06 м<sup>-1</sup>, но в среднем она составляла  $\langle \sigma^E \rangle \approx 0.03$  м<sup>-1</sup>. Измерение величины  $G(t)$  и оценка величины  $\sigma^E(t)$  были выполнены для двух интервалов времени 0÷200 мкс и 0÷1000 мкс ( $t = 0$  соответствовало началу импульса ЭИ разряда). Температура газа  $T(t)$  была восстановлена посредством минимизации целевой функции:

$$F(T, \mathbf{N}) = \sum_{V,J} \left( \frac{g_{V,J}(T, N_V, N_{V+1}) - G_{V,J}(t)}{\sigma_{V,J}^E(t)} \right)^2, \quad (5)$$

где  $\mathbf{N}$  – матрица населенности нижних  $N_V$  и верхних  $N_{V+1}$  колебательных уровней;  $g$  – рассчитываемое значение КУСС,  $G(t)$  – величина КУСС, измеренная в момент времени  $t$ ;  $\sigma^E(t)$  – фактор, учитывающий погрешности экспериментальных данных, (этот фактор не учитывался в работах [30-32]).

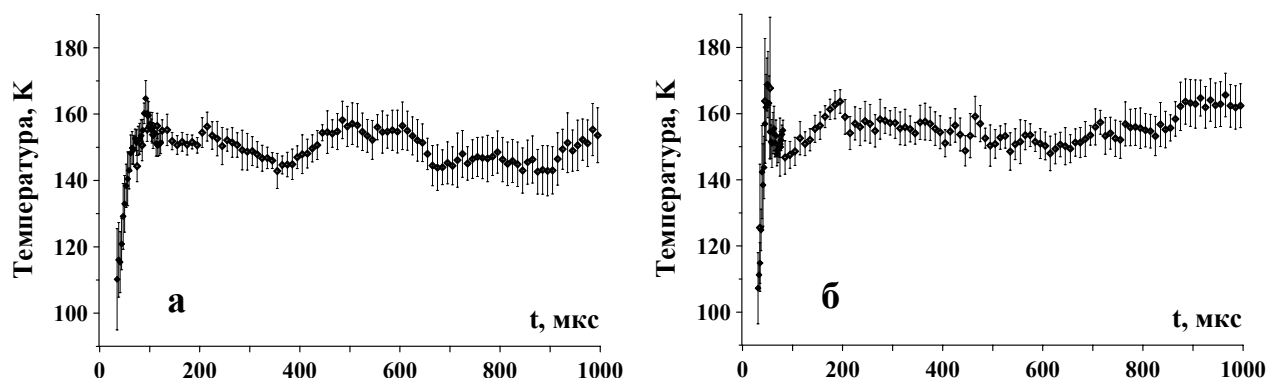
Процедура минимизации функции (5), описанная в [30, 31], заключалась в том, что сначала находится минимум целевой функции по населенностям  $\mathbf{N}(T_g)$  при фиксированной температуре газа, а после этого - минимум по температуре газа при найденных значениях населенности. Однако такая упрощенная процедура поиска минимума целевой функции (5) применима только для стационарного режима накачки активной среды, т.е. при почти постоянной температуре газа. Для условий мощной импульсной накачки потребовалось модифицировать процедуру восстановления температуры газа. Основная применявшаяся нами процедура представляла собой реализацию итерационной методики, в результате которой находился минимум одномерной функции  $F(T, \mathbf{N}_m(T))$ . Матрица населенности  $\mathbf{N}_m(T)$ , приводящая к минимуму целевой функции при каждом промежуточном значении  $T$ , рассчитывалась аналитически, благодаря линейной зависимости  $g_{V,J}$  от населенности колебательных уровней  $N_V$  и  $N_{V+1}$  (см. формулу (2)). Для

контроля результатов применялись также другие процедуры: поиск минимума нелинейной функции  $F(T, N)$  по методу Маркарда-Левенберга [47] и метод сингулярного разложения [48, 49], который был рекомендован в работах [30-32] для нахождения матрицы  $N(T)$ . Процедуры были протестированы путем восстановления температуры газа на основе данных по КУСС, полученных с помощью кинетической модели, описанной в [16]. Кроме того, все эти расчетные процедуры давали близкие результаты для реальных экспериментальных данных. Некоторые проблемы, связанные с восстановлением температуры газа при минимизации функции (5), такие как: отсутствие или избыток решений; возникновение «нефизичных» решений с отрицательными значениями температуры и населенности колебательных уровней, - подробно обсуждались в работе [31]. Там же предлагался подход к решению этих проблем, суть которого заключается в ограничении области значений искомых параметров ( $T > 0, N_v > N_{v+1} > 0$ ). При обработке наших экспериментальных данных применялся иной подход - некорректные значения параметров отбраковывались, поскольку они возникали при обработке таких данных, которые обладали большой относительной погрешностью ( $\delta G > 30\%$ ) при малых значениях КУСС, преимущественно на временных интервалах  $t < 50$  мкс и  $t > 1000$  мкс.

### **Газовые смеси CO:N<sub>2</sub> и CO:He.**

Временная динамика температуры газа представлена на **Рис. 24** для азотсодержащей и гелийсодержащей лазерной смеси. Для оценки величины погрешности восстановленной температуры были проведены вычисления нескольких (от 15 до 25) значений температуры для смоделированных случайных значений КУСС  $g_{v,j}$ , имевших нормальное распределение вблизи среднего значения  $G_{v,j}(t)$  со стандартным отклонением равным  $\sigma_{v,j}^E(t)$ . Среднее значение температуры из этого набора и стандартное отклонение от

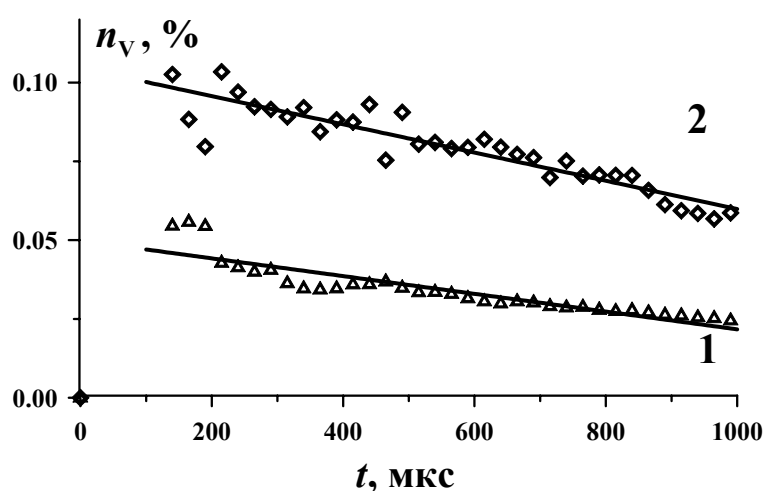
среднего ( $\sim 5$  К в среднем по длительности импульса) представлены на **Рис. 23** в виде точек и погрешностей измерения, соответственно.



**Рис. 24.** Временная динамика температуры активной среды ЭИ СО лазера для газовых смесей CO:He=1:4 (**а**) и CO:N<sub>2</sub>=1:9 (**б**) при удельном энергокладе  $Q_{in} = 250$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>, плотность газа  $N_g = 0.12$  Амага,  $T_g = 100$  К.

После импульса накачки (в течение первых ста микросекунд) температура газа увеличивалась, но затем она мало изменялась в течение длительного времени (до 1000 мкс). Температура газа возрастала до  $(150 \pm 5)$  К для гелиевой смеси (**Рис. 24,а**) и до  $(155 \pm 6)$  К для азотной смеси (**Рис. 24,б**). Измерение распределения начальной температуры газа в разрядной области (см. **Рис. 2** и **Рис. 3**) показало, что локальные значения начальной температуры газа составляли  $T_0 \approx 108 \pm 3$  К для гелиевой смеси и  $T_0 \approx 117 \pm 4$  К для азотной смеси. Таким образом, температура газа увеличивалась на  $(40 \pm 10)$  К. Скорость звука в гелиевой смеси составляла  $\sim 470$  м с<sup>-1</sup> ( $T = 150$  К), а в азотной смеси  $\sim 250$  м с<sup>-1</sup> ( $T = 155$  К), т.е. за время 100 мкс волна разрядки проходит менее 50 мм при ширине разрядной области  $W_0 = 165$  мм, поэтому режим нагрева среды вблизи оси разрядной камеры можно считать изохорическим. Удельная теплоемкость этих смесей при постоянном объеме равна  $0.64$  Дж (л Амага К)<sup>-1</sup> для смеси CO:He=1:4 и  $0.94$  Дж (л-Амага К)<sup>-1</sup> для смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9. В работе [16] было показано, что локальное значение удельного энергоклада в центре нашей разрядной камеры составляет  $(0.70 \pm 0.05) \times Q_{in} \approx 180$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>. Таким образом, доля удельного энергоклада, израсходованная на нагрев газа в ЭИ разряде, по оценке составляла  $(14 \pm 4)\%$  для смеси CO:He и  $(20 \pm 5)\%$  для смеси CO:N<sub>2</sub>.

Кроме температуры, метод многочастотного лазерного зондирования позволяет восстанавливать населенность колебательных уровней [12, 30-32]. В зависимости от условий эксперимента восстанавливается либо абсолютная населенность уровней  $N_V$  при доплеровском уширении линий (при плотности газа  $N_g < 0.04$  Амага, см. **Рис. 17**), либо относительная населенность  $n_V = N_V/[CO]$  при столкновительном уширении линий ( $N_g > 0.06$  Амага) в среде лазерного усилителя. В переходной области ( $0.04$  Амага  $< N_g < 0.06$  Амага), в которой плотность газа  $N_g$  влияет на величину КУСС величина населенности  $N_V$  может быть восстановлена, но с меньшей точностью. При плотности газа  $N_g = 0.12$  Амага (**Рис. 25**) преобладало столкновительное уширение, поэтому восстанавливалась относительная населенность уровней  $n_V$ .

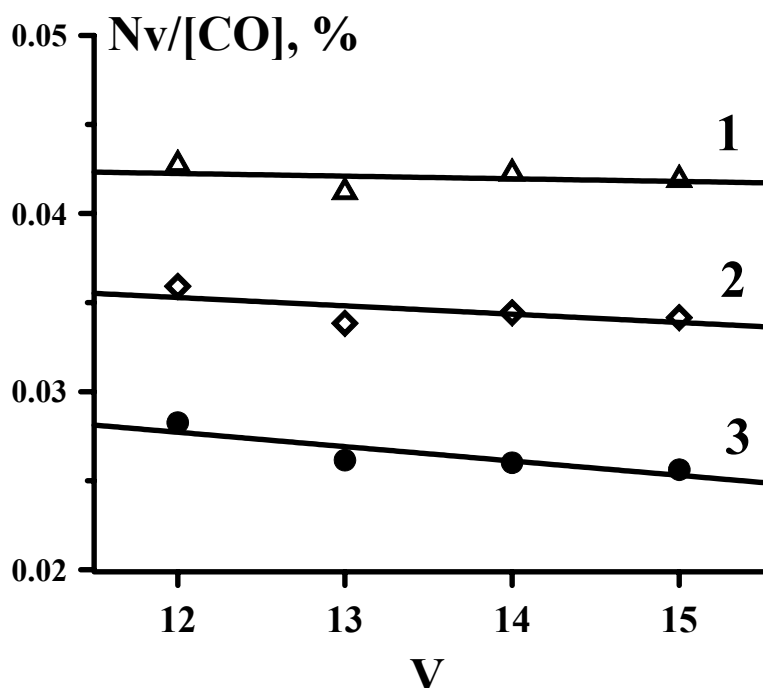


**Рис. 25.** Временная динамика относительной населенности  $n_V$  колебательного уровня  $V=12$  в газовых смесях:  
 1). CO:He=1:4  
 2). CO:N<sub>2</sub>=1:9  
 при удельном энергокладе  $Q_{in} = 250$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>,  
 $N_g = 0.12$  Амага,  
 $T_g = 100$  К.

На **Рис. 25** представлена временная динамика относительной населенности  $n_V(t)$  колебательного уровня  $V=12$  для смесей CO:He=1:4 и CO:N<sub>2</sub>=1:9. Аналогичный вид имела временная динамика относительной населенности  $n_V(t)$  колебательных уровней  $V=13, 14$  и  $15$ . При одинаковой величине удельного энергоклада  $Q_{in} = (250 \pm 10)$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup> относительная населенность колебательных уровней  $n_V$  в азотной смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9 превышала в  $\sim 2.4$  раза соответствующую величину  $n_V$  в гелиевой смеси CO:He=1:4. Однако, учитывая двукратное отличие концентрации молекул CO в этих смесях, абсолютные населенности уровней  $N_V$  различалась не столь значительно, примерно в 1.2 раза. Время релаксации населенности

колебательных уровней, определяемое как  $\tau_V^{-1} = N_V^{-1} |dN_V/dt|$ , в гелиевой смеси было равно  $\tau_{V=12} \approx 1.51$  мс,  $\tau_{V=13} \approx 1.42$  мс,  $\tau_{V=14} \approx 1.34$  мс,  $\tau_{V=15} \approx 1.32$  мс. В азотной смеси эти времена были немного больше  $\tau_{V=12} \approx 1.60$  мс,  $\tau_{V=13} \approx 1.54$  мс,  $\tau_{V=14} \approx 1.50$  мс,  $\tau_{V=15} \approx 1.49$  мс из-за перераспределения колебательной энергии между молекулами СО и N<sub>2</sub>. Напомним, что здесь идет речь только о населенности колебательных уровней, а инверсная населенность в условиях этого эксперимента была больше в гелиевой смеси, для которой значения КУСС примерно в полтора раза превышали значения КУСС в азотной смеси.

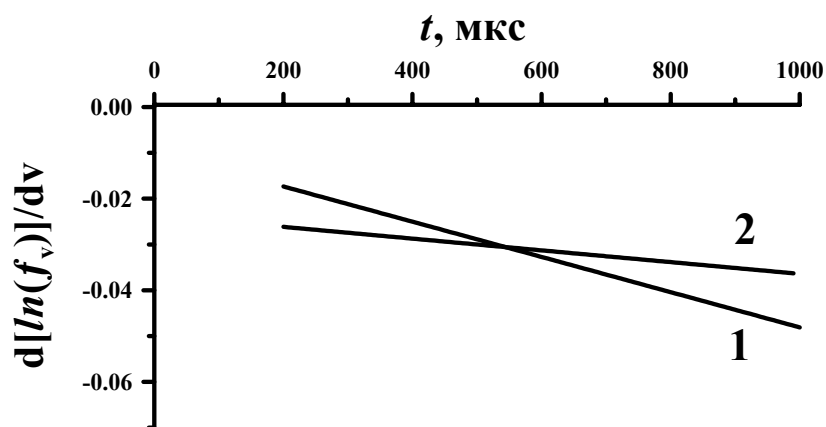
Усиление излучения в среде СО лазера осуществляется в условиях частичной инверсии на колебательно-вращательных переходах, при этом важную роль играет разность населенностей на соседних колебательных уровнях, т.е. угол наклона КФР  $f_v$ . Применявшийся метод позволяет восстанавливать населенности на нескольких  $x > 1$  колебательных уровнях (в эксперименте  $x=4$ ). Тем самым может быть исследована временная динамика «плато» КФР  $f_v(t)$  [6-8].



**Рис. 26.** Относительная населенность  $n_V = N_V/[CO]$  колебательных уровней  $V$  для смеси СО:Не=1:4 в моменты времени  $t$ :  
 1)  $t = 200$  мкс;  
 2)  $t = 400$  мкс;  
 3)  $t = 800$  мкс;  
 $Q_{in} = 250$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>,  
 $N_g = 0.12$  Амага,  $T_g = 100$  К.

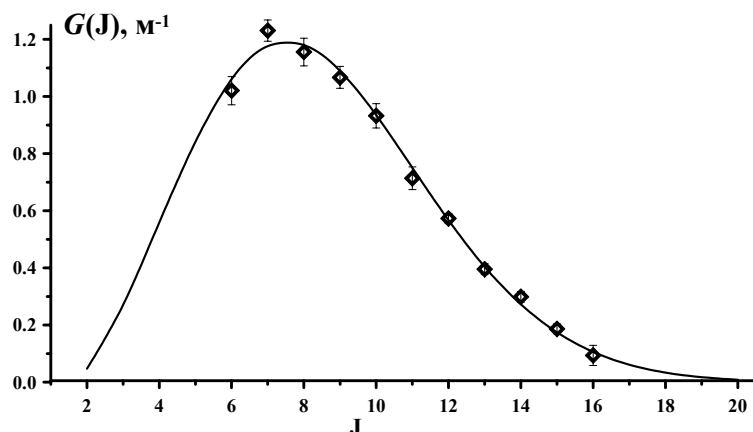
На Рис. 26 представлена относительная населенность  $n_{V=12+15}$  для газовой смеси СО:Не в различные моменты времени  $t$ . С течением времени

при  $t > 150$  мкс наклон колебательной функции распределения с течением времени увеличивался из-за релаксации колебательной энергии. На **Рис. 27** представлена тенденция изменения наклона функции распределения  $(f_v)^{-1} df_v/dv = d[\ln(f_v)]/dv$  для смесей CO:He и CO:N<sub>2</sub>. Изменение наклона функции распределения происходило несколько быстрее в гелиевой смеси, поскольку в гелиевой смеси была более высокой скорость релаксации колебательной энергии чем в азотной смеси (см. выше).



**Рис. 27** Динамика изменения наклона колебательной функции распределения  $d[\ln(f_v)]/dv = (f_v)^{-1} df_v/dv$  при  $t > 200$  мкс для смесей  
 1) - CO:He=1:4.  
 2) - CO:N<sub>2</sub>=1:9  
 $Q_{in} = 250$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>,  
 $N_g = 0.12$  Амага,  
 $T_g = 100$  К.

Одним из жестких условий применения метода многочастотного лазерного зондирования являлось требование избегать перекрытия спектральной линии излучения зондирующего лазера с линиями, которые могут повлиять на величину и динамику КУСС на измеряемом переходе. Тем самым значительно ограничивается количество приемлемых спектральных линий. Рассмотрим, какое влияние на результаты оказывает отступление от этого требования, на примере одной полосы 10→9, в которой динамика КУСС была измерена для одиннадцати последовательных компонент  $J=6 \div 16$ .



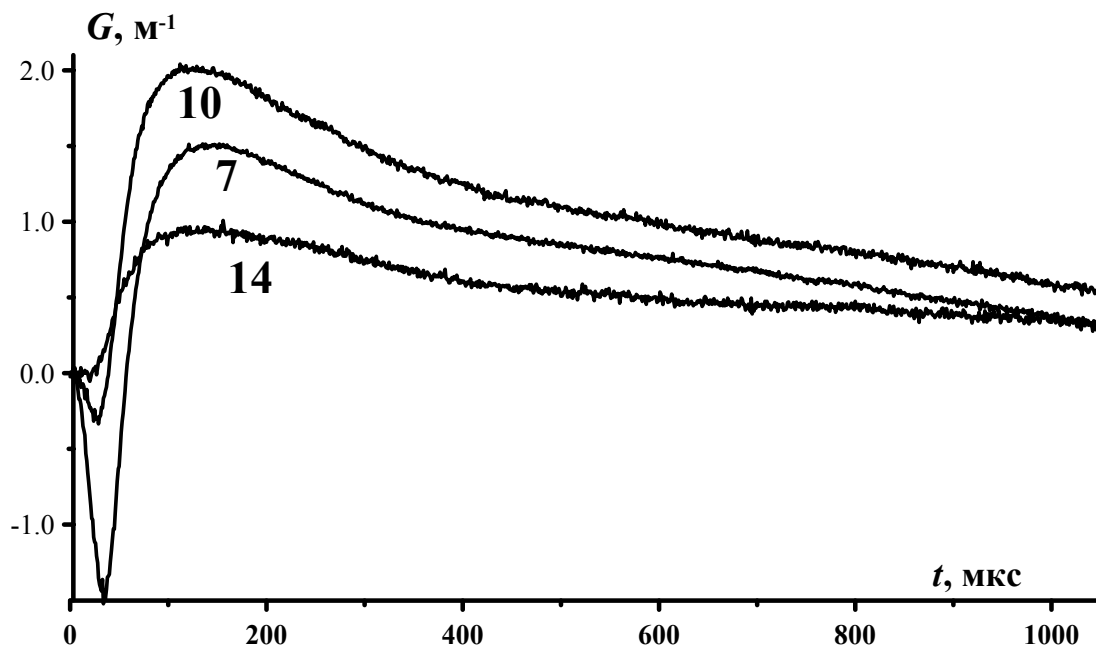
**Рис. 28.** Величина КУСС (точки) на переходах 10→9P(J) при  $t=300$  мкс, в зависимости от номера J и расчетная кривая при значении температуры газа  $T = 122$  К.  
 Смесь CO:He=1:4,  
 $N_g = 0.12$  Амага,  
 $Q_{in} = 130$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>.



На **Рис. 28** представлены результаты измерения КУСС в колебательной полосе 10→9 для смеси CO:He=1:4 при  $t=300$  мкс и  $Q_{in}=130$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>. Критерию  $\Delta v_{v,J} > 0.2 y_n \text{ см}^{-1}$  удовлетворяли пять линий (J=7, 10, 11, 13, 15). Ослабление критерия до  $\Delta v_{v,J} > 0.1 y_n \text{ см}^{-1}$  добавляло в этот набор еще две линии (J=8, 14). Из четырех оставшихся линий две линии перекрывались с такими переходами, населенность которых пренебрежимо мала из-за значительной отстройки от максимума населенности по вращательным компонентам: линия J=12 и переход 14R(29)  $\Delta v_{v,J} \approx 0.055 \text{ см}^{-1}$ ; линия J=16 и переход 12R(4)  $\Delta v_{v,J} \approx -0.062 \text{ см}^{-1}$ . Значительное влияние на результаты эксперимента могли оказывать только две линии: линия J=9, которая перекрывается с переходом 12R(13)  $\Delta v_{v,J} \approx -0.011 \text{ см}^{-1}$ ; и линия J=6 с переходом 12R(17)  $\Delta v_{v,J} \approx -0.005 \text{ см}^{-1}$ . Влияние этих двух линий на результаты расчета температуры газа было максимальным, поскольку они располагались вблизи максимума искомой кривой  $G(J)$ . Расчетная кривая (**Рис. 28**) при температуре газа  $T=122$  К довольно хорошо описывает экспериментальные данные (в смысле наименьших квадратов отклонения) для всех одиннадцати линий при среднестатистической погрешности результатов восстановления температуры  $\pm 7$  К (см. далее **Рис. 30**, кривая 1). Исключение из анализа двух сомнительных линий (J=6 и J=9) увеличило температуру на 8 К, но при этом значительно (в три раза) увеличилась погрешность ее восстановления из-за уменьшения количества линий вблизи максимума кривой  $G(J)$ . Поэтому при анализе перекрытия спектральных линий следует учитывать требуемую точность восстановления температуры газа: повышение точности измерений накладывает более жесткие условия на отбор спектральных линий и требует большего их количества вблизи максимума кривой  $G(J)$ . Приведенный выше пример показал, что увеличение количества линий возможно, если при анализе учитывать населенность колебательных уровней для тех переходов, которые могут повлиять на результаты лазерного зондирования.

### Газовая смесь CO:O<sub>2</sub>.

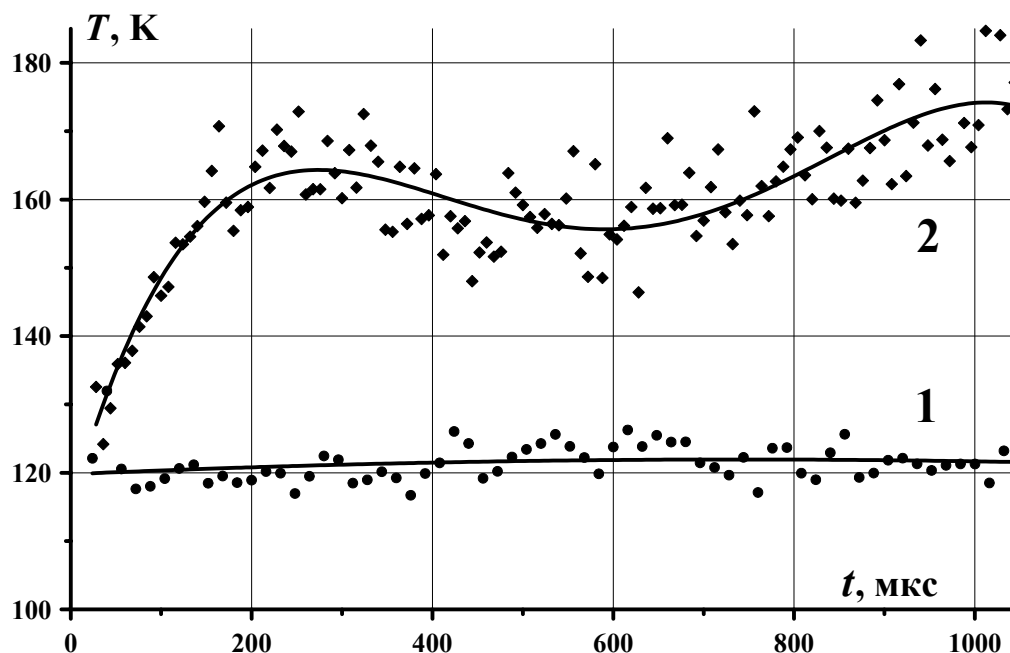
В работах [33-35] было показано, что в газовых смесях с богатым содержанием кислорода добавка окиси углерода стабилизирует ЭИ разряд и позволяет достигать высоких значений энерговклада. Повышение энерговклада в таких смесях создает предпосылки для генерации в ЭИ разряде синглетного кислорода, т.е. кислорода в состоянии  $a^1\Delta_g$ , с высоким выходом. Для измерения выхода синглетного кислорода необходимо знать плотность газовой смеси после ЭИ разряда, а, следовательно, необходимо измерить температуру газа. Кроме того, в работах [35, 50] было продемонстрировано, что в таких смесях возможна генерация CO лазерного излучения, поэтому встал вопрос о диагностике свойств такой активной среды. Диагностика была проведена путем измерения динамики КУСС в полосе 10→9 P(J) (Рис. 29).



**Рис. 29.** Временная динамика КУСС  $G$  в смеси CO:O<sub>2</sub>=1:19 на переходах 10→9 P(J=7, 10 и 14). Номер вращательной компоненты  $J$  указан на рисунке под соответствующей кривой.  $T_g = 100$  К,  $N_g = 0.06$  Амага,  $Q_{in} = 130$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup>.

На **Рис. 30** представлены результаты восстановления температуры газа в гелиевой CO:He=1:4 и в кислородной CO:O<sub>2</sub>=1:19 смеси по полному набору вращательных компонент  $J=6\div 16$ . Эксперимент проводился при относительно малых значениях удельного энерговклада  $Q_{in}=100$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup> в гелиевой

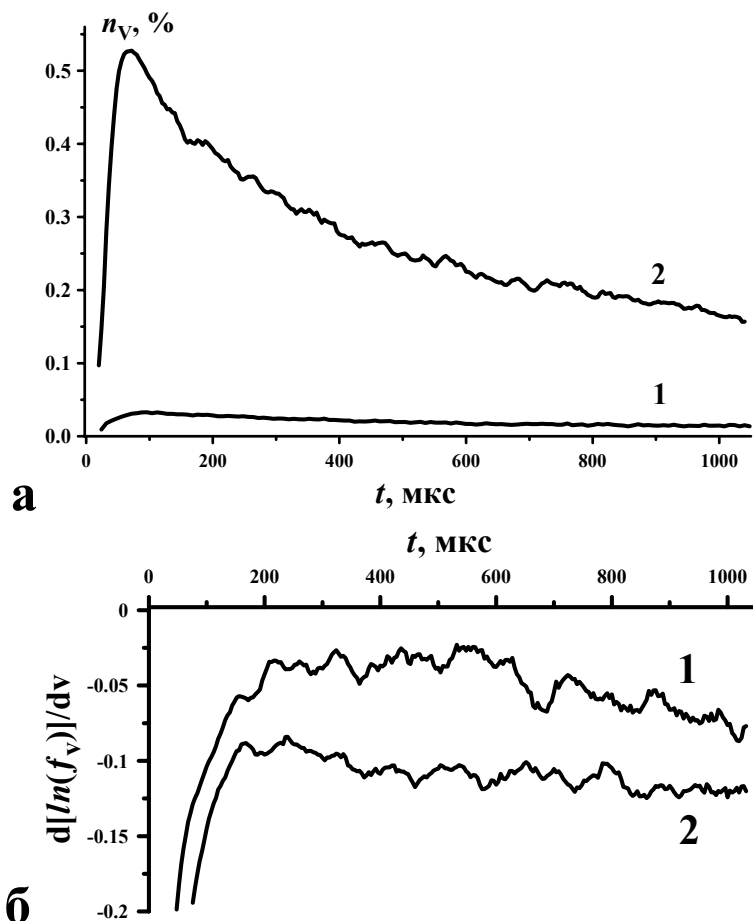
смеси и  $Q_{in}=130 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$  в кислородной смеси, при которых малы газодинамические возмущения плотности газа в ЭИ разряде. В гелиевой смеси температура возрастала примерно на 10 К (локальное значение начальной температуры газа  $T_0 \approx 110 \text{ К}$ ), а в кислородной смеси при  $t=300 \text{ мкс}$  на  $45 \pm 12 \text{ К}$  ( $T_0 \approx 120 \text{ К}$ ). Среднестатистическая погрешность восстановления температуры газа в гелиевой смеси составляла  $\pm 7 \text{ К}$ , а в кислородной смеси  $\pm 10 \text{ К}$  из-за меньшей стабильности динамики усиления. В гелиевой смеси величина КУСС достигала максимальной величины  $1.2 \text{ м}^{-1}$  для  $J=7$  в момент времени  $\tau_4=300 \text{ мкс}$ , а в кислородной смеси максимальный КУСС превышал  $1.9 \text{ м}^{-1}$  для  $J=10$  при  $\tau_4=120 \text{ мкс}$  (Рис. 29).



**Рис. 30.** Динамика температуры газа в активной среде ЭИ СО лазера для газовых смесей:  
 1).  $\text{CO}:\text{He}=1:4$ ,  $N_g=0.12 \text{ Амага}$ ,  $Q_{in}=100 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ ,  $T_g=100 \text{ К}$ .  
 2).  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$ ,  $N_g=0.06 \text{ Амага}$ ,  $Q_{in}=130 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ ,  $T_g=100 \text{ К}$ . Точками показаны результаты статистического анализа точности восстановления температуры.

Таким образом, ЭИ разряд в кислородной смеси характеризуется более высоким (примерно в полтора раза) значением КУСС, а также более высоким нагревом активной среды, чем ЭИ разряд в гелиевой смеси. Часть энерговклада  $Q_{in}$ , израсходованная на нагрев газа в ЭИ разряде, по оценке составляла для кислородной смеси  $(35 \pm 10)\%$  и в пределах погрешности эта

оценка согласуется с экспериментальными данными  $(40 \pm 10)\%$  работы [51]. Изменение плотности газа при его расширении в буферный объем после разряда проявилось в виде немонотонного изменения температуры газа для кислородной смеси (**Рис. 30**) на интервале времени от 300 до 800 мкс.

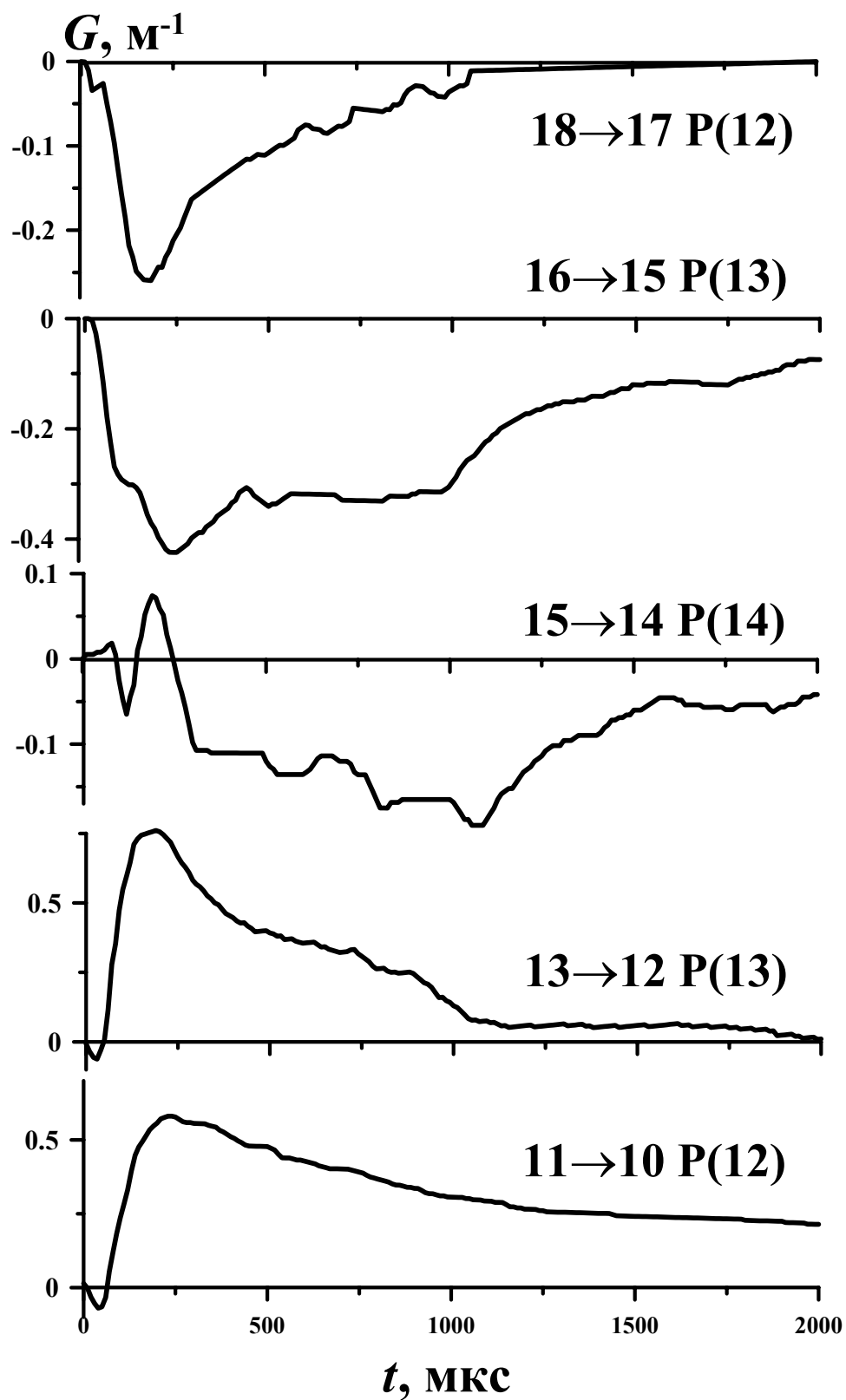


**Рис. 31.** Временная динамика (а) – относительной населенности  $n_V(t)$  колебательного уровня  $V=9$  (б) - наклона функции распределения  $d[\ln(f_V)]/dv=(f_V)^{-1}df_V/dv$  в газовых смесях:  
 1). CO:He=1:4 и  
 2). CO:O<sub>2</sub>=1:19.  
 Остальные условия указаны в подписи к **Рис. 30**.

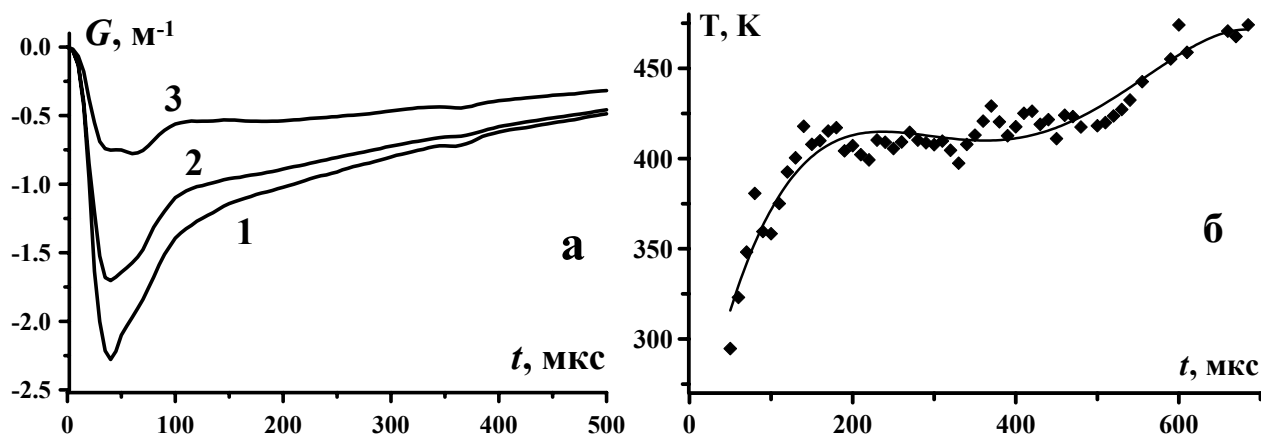
Относительная населенность колебательных уровней  $n_V$  оказалась более высокой в кислородной смеси (**Рис. 31,а**). В среднем по интервалу времени длительностью 1000 мкс относительная населенность  $\langle n_V \rangle = \langle N_V \rangle [\text{CO}]^{-1}$  колебательного уровня  $V=9$  в кислородной смеси в 13 раз превышала величину  $\langle n_V \rangle$  в гелиевой смеси. Учитывая восьмикратное отличие концентраций молекул CO (по составу и плотности газа в этих смесях), соотношение абсолютных населенностей  $N_V$  изменялось от 2.1 при  $t=80$  мкс до 1.3 при  $t=1000$  мкс. Времена релаксации населенности колебательных уровней  $\tau_V = n_V |dn_V/dt|^{-1}$  в кислородной смеси составляли  $\tau_{V=9} \approx 0.91$  мс и

$\tau_{V=10} \approx 0.89$  мс. В гелиевой смеси эти времена были практически одинаковыми  $\tau_{V=9} \approx \tau_{V=10} \approx 1.0$  мс (разница между ними составляла  $\sim 0.01$  мс).

На **Рис. 31,б** представлена динамика изменения наклона функции распределения  $(f_V)^{-1}df_V/dv = d[\ln(f_V)]/dv$  для смесей СО:Не и СО:О<sub>2</sub>. Следует отметить, что в кислородной смеси наклон колебательной функции распределения был в два раза больше чем в гелиевой смеси, по-видимому, из-за квазирезонансного оттока колебательной энергии от молекул СО к молекулам О<sub>2</sub> [52]. Скорость такого процесса возрастала с увеличением номера колебательного уровня  $V$ , т.к. энергия между колебательными уровнями молекулы СО  $\Delta E_V = E_{V+1} - E_V$  уменьшается с увеличением номера  $V$ , а при  $V \sim 25$  она сравнивается с энергией перехода  $0 \rightarrow 1$  молекулы О<sub>2</sub>  $\Delta E_{V=0} \approx 1556 \text{ см}^{-1}$ . В наших экспериментах проявление такого процесса оттока колебательной энергии от СО к О<sub>2</sub> наблюдалось в кислородных смесях в виде изменения динамики КУСС  $G_{V,l}(t)$  при увеличении номера  $V$  (**Рис. 32**). При этом на высоких колебательных переходах ( $15 \rightarrow 14$  и выше) излучение зондирующего СО лазера не усиливалось, а только поглощалось, причем при увеличении номера  $V$  сокращалось время жизни населенности (усиление/поглощение) на колебательных уровнях (до  $\sim 1000$  мкс для перехода  $18 \rightarrow 17$ ). Вместе с тем, при передаче колебательной энергии от молекул СО молекулам О<sub>2</sub> молекулы окиси углерода возвращались на один колебательный уровень вниз. Наличие такой преграды на пути молекул СО вверх по колебательным уровням в процессах VV-обмена приводило к тому, что молекулы СО в кислородных смесях накапливались на нижних колебательных уровнях, поэтому населенность  $n_V$  этих уровней была более высокой именно в кислородных смесях (см. **Рис. 31,а**). Аналогичное влияние межмолекулярного несимметричного обмена на динамику КУСС в смеси СО:N<sub>2</sub> наблюдалось на переходах  $V=34 \div 36$  в работе [13].



**Рис. 32.** Временная динамика КУСС  $G(t)$  в смеси  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$  на пяти переходах  $11 \rightarrow 10$  P(12),  $13 \rightarrow 12$  P(13),  $15 \rightarrow 14$  P(14),  $16 \rightarrow 15$  P(13) и  $18 \rightarrow 17$  P(12).  
 $T_g = 100$  К,  $N_g = 0.04$  Амага,  $Q_{in} = 180$  Дж (л Амага) $^{-1}$ .



**Рис. 33.** Временная динамика поглощения (а) зондирующего излучения на переходах полосы  $9 \rightarrow 8$  P(J): 1)  $J = 9$ ; 2)  $J = 11$ ; 3)  $J = 15$ , - и температуры газа (б). Точками показаны результаты статистического анализа точности восстановления температуры. Смесь  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$ ,  $N_g=0.04$  Амага,  $Q_{\text{in}}=350$  Дж (л Амага) $^{-1}$ ,  $T_g \approx 290$  К.

Увеличение начальной температуры газа от  $T_g=100$  К до комнатной температуры  $T_g \approx 290$  К приводило к тому, что усиление лазерного излучения в активной среде уменьшалось и сменялось поглощением в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов. Тем не менее, метод многочастотного лазерного зондирования позволяет восстанавливать температуру по измерениям не только коэффициентов усиления, но и поглощения излучения (Рис. 33,а). На Рис. 33,б представлена динамика температуры газа в смеси  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$  (начальное давление газа  $P_g = 0.04$  атм,  $Q_{\text{in}} = 350$  Дж л $^{-1}$  атм $^{-1}$ ), которая была восстановлена по данным о поглощении излучения зондирующего CO лазера на десяти спектральных линиях  $9 \rightarrow 8$  P(9, 11, 15);  $10 \rightarrow 9$  P(10, 11, 13, 15);  $11 \rightarrow 10$  P(10, 12, 16). Температура газа возросла от начального значения  $T_g \approx 290$  К до  $415 \pm 20$  К за первые двести микросекунд. Затем на протяжении  $\sim 0.5$  мс температура газа оставалась примерно на одном и том же уровне, по-видимому, в результате расширения нагретого при ЭИ разряде газа в большой буферный объем. После этого температура газа продолжала увеличиваться из-за релаксации колебательной энергии, запасенной молекулами.

При измерениях динамики поглощения нами была обнаружена систематическая погрешность, связанная с плазмохимическими реакциями окисления молекул окиси углерода ( $O_2 + e \rightarrow O + O^-$ ,  $CO + O^- \rightarrow CO_2 + e$ ), благодаря которым стабилизируется разряд в смесях с богатым содержанием кислорода [33-35]. Увеличение количества молекул  $CO_2$  в газовой смеси практически не сказывалось на разрядных характеристиках, но приводило к изменению динамики поглощения излучения из-за повышения скорости релаксации колебательной энергии. Временная динамика поглощения трансформировалась на всех переходах практически одинаковым образом: начиная с момента времени  $t \approx 200$  мкс, коэффициент поглощения  $|G(t)|$  уменьшался от одного импульса ЭИ разряда к другому. Наибольшее изменение коэффициента поглощения  $\sim 0.006 \text{ м}^{-1}$  за импульс наблюдалось для момента времени  $t \approx 400$  мкс. Для устранения этой погрешности была выявлена корректирующая функция  $f(t, q)$ , где  $q$  (не более 30) – номер импульса в серии измерений для одной и той же смеси, а затем все экспериментальные данные по поглощению излучения были приведены к первому импульсу ЭИ разряда (**Рис. 33,а**). Именно по этим скорректированным данным была проведена их статистическая обработка и восстановлена динамика температуры газа (**Рис. 33,б**). При криогенном охлаждении кислородной смеси газов до  $T_g \approx 100$  К подобные изменения в динамике усиления не обнаруживались даже для больших серий (более 70) измерений. Между импульсами ЭИ разряда молекулы  $CO_2$  конденсировались на холодных (77 К) стенках разрядной камеры, т.к. при такой температуре давление насыщенных паров  $CO_2$  менее  $10^{-5}$  Па [53]. Но влияние этих молекул, образующихся в разряде, проявлялось, по-видимому, в виде уменьшения стабильности усиления/поглощения (увеличение погрешности измерения КУСС  $\sigma_{v,j}^E(t)$ ) зондирующего излучения в кислородсодержащих смесях.



### **Временная динамика давления газа и колебательная релаксация.**

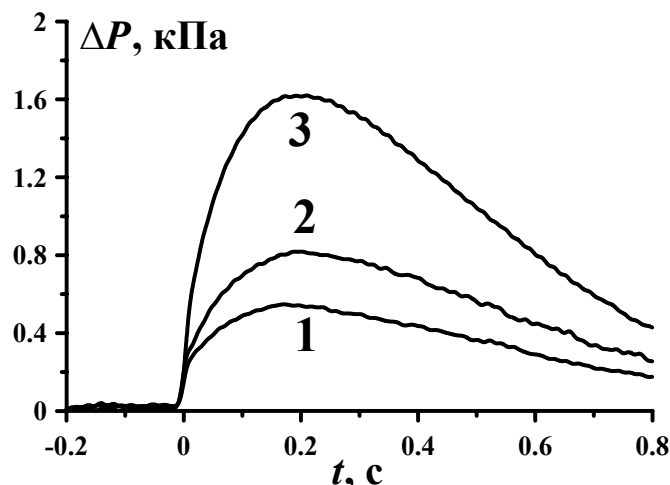
Релаксация колебательной энергии молекул в тепло происходила за время, которое превышало длительность импульса регистрируемого усиления или поглощения (1-2 мс). Этот процесс проявляется в виде увеличения температуры и, соответственно, давления газа в ЭИ разрядной камере. Временная динамика давления газа измерялась с помощью магнитоиндукционного датчика давления ДМИ-1 (чувствительность  $4.1 \text{ кПа В}^{-1}$ , полоса частот 0-5 кГц) и комплекса тензометрической аппаратуры 4АНЧ-22 (несущая частота 20 кГц). При установке датчика на ЭИ камере передний фронт импульса давления скрывался в электромагнитных помехах, возникающих при мощной импульсной накачке. Для защиты системы измерений от высокочастотных помех применялась диэлектрическая труба (ГОСТ-18599-2001) постоянного сечения (т.н. труба Людвиг (см., например, [25, 26]), внутренний диаметр 21 мм, длина 9.2 м, коэффициент затухания по амплитуде давления  $0.08 \text{ дБ м}^{-1}$ ). Один конец трубы был закреплен внутри ЭИ разрядной камеры, а другой конец с датчиком давления располагался на расстоянии  $\sim 7 \text{ м}$  от ЭИ камеры, при этом аппаратура была защищена металлическим экраном. Такие меры позволяли измерять динамику давления в ЭИ камере непосредственно после ЭИ разряда на протяжении 30-50 мс.

Калибровка аппаратуры проводилась путем регистрации скачка давления с заданной амплитудой. Затем были выполнены измерения динамики давления газа после ЭИ разряда. На **Рис. 34** представлена динамика изменения давления газа  $\Delta P(t)$  в чистом азоте ( $P_g=12 \text{ кПа}$ ,  $T_g=290 \text{ К}$ ) при изменении полной энергии  $Q$ , вложенной в ЭИ разряд от 0.40 до 1.26 кДж. Давление газа достигало максимума в момент времени  $t_M \approx 0.19 \pm 0.02 \text{ с}$  после начала импульса ЭИ разряда. Пиковое значение скачка давления  $\Delta P_M = \Delta P(t_M)$  возрастало пропорционально энергии ЭИ разряда  $Q$ . Давление газа возвращалось к значению  $P_g$  с характерным временем  $\tau_p = 0.30 \pm 0.06 \text{ с}$  при

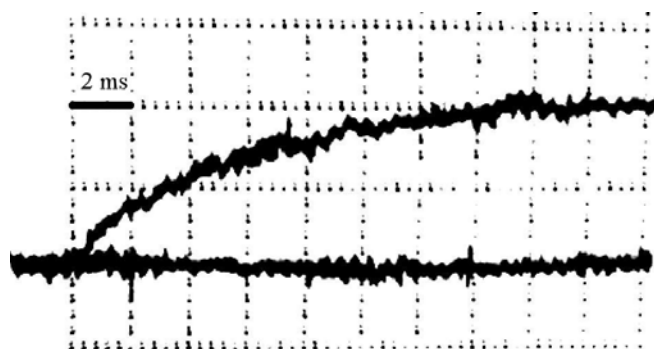
охлаждении газа на стенках ЭИ камеры (при  $Q = 1.26$  кДж удельный энерговклад  $Q_{in} \approx 600$  Дж (л Амага) $^{-1}$  газ в ЭИ камере нагревался на  $\Delta T_g \approx 40$  К). Анализ временной динамики давления  $\Delta P(t)$

$$d(\Delta P)/dt = -\Delta P/\tau_P + (\Delta P_M/\tau_P) \exp[(t_M - t)/\tau_T] \quad (6)$$

показал, что время релаксации колебательной энергии в азоте составляло  $\tau_T = 180 \pm 15$  мс, а скорость колебательной релаксации  $\tau_T^{-1} = 5.6 \pm 0.5$  с $^{-1}$ .

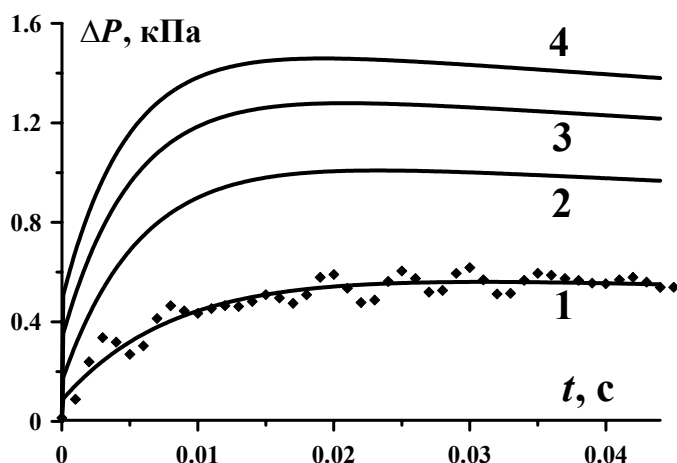


**Рис. 34** Временная динамика изменения давления газа  $\Delta P(t)$  в чистом азоте при изменении энергии ЭИ разряда  $Q$  и удельного энерговклада  $Q_{in}$ :  
 1) 0.40 кДж, 200 Дж (л Амага) $^{-1}$ ;  
 2) 0.64 кДж, 300 Дж (л Амага) $^{-1}$ ;  
 3) 1.26 кДж, 600 Дж (л Амага) $^{-1}$ .  
 $P_g = 12$  кПа,  $N_g = 0.12$  Амага,  $T_g = 290$  К.

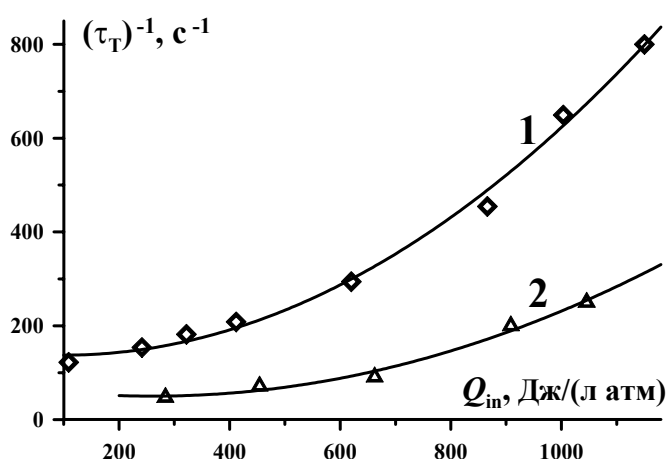


**Рис. 35.** Осциллограмма динамики давления газа в активной среде СО лазерного усилителя. СО:Не=1:4.  
 $N_g = 0.12$  Амага,  
 $T_g = 165$  К,  
 $Q_{in} = 250$  Дж (л Амага) $^{-1}$ .

В смеси СО:Не=1:4 ( $N_g = 0.12$  Амага,  $P_g = 7.4$  кПа,  $T_g = 165$  К) при удельном энерговкладе  $Q_{in} = 250$  Дж (л Амага) $^{-1}$  давление газа увеличилось на величину  $\Delta P_M = 1.4$  кПа =  $0.19 P_g$  ( $\Delta T_g \approx 30$  К, **Рис. 35**), а время нарастания давления от уровня  $0.1 \Delta P_M$  до уровня  $0.9 \Delta P_M$  было равно  $13 \pm 2$  мс. Давление газа восстанавливалось до начального значения  $P_g$  с характерным временем  $0.30$  с. Анализ этих данных показал, что в гелиевой смеси СО:Не=1:4 время релаксации составляло  $\tau_T = 6 \pm 1$  мс, а скорость релаксации -  $\tau_T^{-1} = 170 \pm 30$  с $^{-1}$ , т.е. релаксация колебательной энергии в смеси СО:Не происходила в 30 раз быстрее, чем в чистом азоте.



**Рис. 36.** Временная динамика скачка давления в газовой смеси  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$ .  
 1).  $Q_{\text{in}}=110 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ .  
 2).  $Q_{\text{in}}=240 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ .  
 3).  $Q_{\text{in}}=320 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ .  
 4).  $Q_{\text{in}}=410 \text{ Дж (л Амага)}^{-1}$ .  
 $N_g = 0.08 \text{ Амага}$ ,  
 $T_g = 290 \text{ К}$ .



**Рис. 37.** Скорость колебательной релаксации  $\tau_T^{-1}$  в зависимости от удельного энерговклада  $Q_{\text{in}}$  для газовых смесей  
 1 -  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$ ,  
 2 -  $\text{CO}:\text{N}_2=1:9$ .  
 $N_g=0.08 \text{ Амага}$ ,  
 $P_g=8 \text{ кПа}$ ,  
 $T_g=290 \text{ К}$

Временная динамика изменения давления газа  $\Delta P$  в кислородсодержащей газовой смеси  $\text{CO}:\text{O}_2=1:19$  ( $N_g=0.08 \text{ Амага}$ ,  $P_g=5 \text{ кПа}$ ,  $T_g=290 \text{ К}$ ) представлена на **Рис. 36.** для четырех значений удельного энерговклада. Анализ этой динамики  $\Delta P(t)$  показал, что она описывается уравнением (6), но время колебательной релаксации  $\tau_T$  уменьшается при увеличении вкладываемой энергии. На **Рис. 37** представлено сопоставление скоростей колебательной релаксации  $\tau_T^{-1}$  в зависимости от величины удельного энерговклада для двух смесей  $\text{CO}:\text{O}_2$  и  $\text{CO}:\text{N}_2$ . В кислородсодержащей смеси скорость колебательной релаксации была в  $\sim 3$  раза больше чем, в азотсодержащей смеси  $\text{CO}:\text{N}_2$  причем скорость релаксации в этих смесях возрастала примерно как квадрат величины энерговклада. Причиной такого увеличения скорости релаксации может быть увеличение концентрации атомарного кислорода и азота, возникающих в ЭИ разряде при диссоциации молекул, а также образование молекул  $\text{CO}_2$ , которые обладают более высокой скоростью тушения

колебаний молекулы CO [52]. При малых значениях энерговклада  $Q_{in} \approx 250$  Дж (л Амага)<sup>-1</sup> скорость колебательной релаксации составляла  $\tau_T^{-1} \approx 50$  с<sup>-1</sup> в азотсодержащей смеси CO:N<sub>2</sub>=1:9, т.е. на порядок величины больше, чем в чистом азоте, а в кислородсодержащей смеси CO:O<sub>2</sub>=1:19 скорость ( $\tau_T^{-1} \approx 150$  с<sup>-1</sup>) была близка к скорости релаксации в гелийсодержащей смеси CO:He=1:4.

## 5. Заключение.

Исследование временной динамики усиления излучения на высоко-расположенных колебательно-вращательных переходах молекулы CO при накачке активной среды импульсным ЭИ разрядом проводилось с помощью непрерывного криогенного CO лазера. Применение такого лазера позволило провести диагностику активной среды импульсного CO лазерного усилителя методом лазерного зондирования при варьировании параметров активной среды и накачки. Коэффициент усиления слабого сигнала был измерен в широком диапазоне колебательных переходов от 6→5 (длина волны ~5.0 мкм) до 32→31 (~7.5 мкм). При зондировании активной среды применялся узкий лазерный пучок (диаметром 10 мм), что позволило осуществить пространственно локальную диагностику среды широкоапертурного (шириной 160 мм и высотой 90 мм) импульсного CO лазерного усилителя.

Температура газа является одним из наиболее важных параметров, который влияет на скорость кинетических процессов энергообмена между молекулами и характеризует процессы релаксации в активной среде. Метод многочастотного лазерного зондирования был применен нами для изучения временной динамики температуры газа и населенности колебательных уровней в газовых смесях CO:He и CO:N<sub>2</sub>, а также, в смесях CO:O<sub>2</sub> с большим содержанием кислорода, используемых для наработки синглетного кислорода, при их накачке в плазме импульсного ЭИ разряда. Кроме того, скорость релаксации колебательной энергии, запасенной молекулами, в тепло

исследовалась нами путем анализа динамики давления газа в ЭИ разрядной камере. Сопоставление динамических свойств исследуемых смесей показало, что газовые смеси с большим содержанием кислорода характеризуются более высокой населенностью нижних колебательных уровней ( $V < 15$ ), чем гелийсодержащие и азотсодержащие смеси. При этом в кислородсодержащих смесях происходит более быстрая релаксация колебательной энергии в тепло, и газ нагревается до более высокой температуры.

Авторы выражают признательность профессору А.П. Напартовичу, А.К. Курносову, И.В. Кочетову, Ю.В. Лобареву, Р.П. Андрусенко за помощь, оказанную ими на различных стадиях данного исследования. Работа поддержана Международным Научно-Техническим Центром (проект МНТЦ № 2415-Р) и Российским Фондом Фундаментальных Исследований (проект РФФИ №05-02-17656).

## 6. Литература.

1. Patel S.K.N., Kerl R.J. *Appl.Phys.Lett.*, **5**(4), 81 (1964).
2. Ионин А.А., Ковш И.Б., Соболев В.А., Урин Б.М. «Электроразрядные ИК лазеры высокого давления и их применения». «Радиотехника» (Итоги науки и техники), М., ВИНТИ, т. **32**, 1984.
3. Ionin A., Spalding I. «CO lasers - state of the art and potential of application». In “*Gas Lasers - Recent Developments and Future Prospects.*” Ed. by W.J. Witteman and V.N. Ochkin. NATO ASI Series, 3. High Technology- **1.10**, с. 279, (1995).
4. Ананьев В.Ю., Басов Н.Г., Ионин А.А. и др. *Квант. электрон.*, **12**(8), 1666 (1985)
5. Ананьев В.Ю., Данилычев В.А., Ионин А.А. и др. *Квант. электрон.*, **16**(1), 9 (1989).
6. Treanor C.E., Rich J.W., Rehm R.G., *J. Chem.Phys.*, **48**(4), 1798 (1968).
7. Соболев Н.Н., Соковиков В.В. *Квант. электрон.*, **10**(4), 3, (1972) и *УФН*, **110**(2), 191, (1973).
8. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. «*Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры*». М., Наука, 1980.
9. Рич Дж.У. «Релаксация молекул при обмене колебательной энергией». В кн. “*Газовые лазеры*”. Пол ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна. М., Мир, 1986, сс. 125-176.
10. Napartovich A.P. «Physics of high power CO lasers ». In “*Gas Lasers - Recent Developments and Future Prospects.*” Ed. by W.J. Witteman and V.N. Ochkin. NATO ASI Series, 3. High Technology- **1.10**, 1995, pp. 11-22.
11. Boness M.J.W., Center R.E. *Appl. Phys. Lett.* **26**(9), 511 (1975).
12. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. *Квант. электрон.*, **10**, 1049 (1983).
13. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квант. электрон.*, **32**(5), 404 (2002).
14. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б. и др. *Квант. электрон.*, **30**(7), 573 (2000).
15. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Konev Yu.B., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 2230 (2001).

16. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. Препринт ФИАН №27, 2004.
17. Bergman R.C., Rich J.W. *Appl. Phys. Lett.* **31**, 597 (1977).
18. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А. и др. *Квант. электрон.*, **5**(8), 1855 (1978).
19. Gromoll-Bohle M., Bohle W., Urban W. *Opt. Comms.*, **69**, 409 (1989).
20. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квант. электрон.*, **30**, 771 и 859 (2000).
21. Бузыкин О.Г., Иванов С.В., Ионин А.А. и др. *Опт. Атмосферы и Океана*, **14**(5), 400 (2001).
22. Алиев Е.Т., Басов Н.Г., Ковш И.Б. и др. *Квант. электрон.*, **11**(5), 874 (1984).
23. Rich J.W., Bergman R.C., Lordi J.A. *AIAA Journal*, **13** (1), 95 (1975).
24. Klosterman E.L., Bygon S.R. *J. Appl. Phys.* **50**(8), 5168 (1979).
25. Горшков И.И., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *КСФ*, вып.5, 31 (1989).
26. Ionin A.A., Kotkov A.A., Minkovsky M.G., Sinitzyn D.V. *Proc. SPIE* **1397**, 453 (1990).
27. Бородин А.М., Гурашвили В.А., Кузьмин В.Н. и др. *Квант. электрон.*, **23**, 315 (1996).
28. Александров Б.С., Белавин В.А., Дымшиц Б.М., Корецкий Я.П. *Квант. электрон.*, **24**(7), 601 (1997).
29. McCord J.E., Tate R.F., Dass S., et al. *Proc. SPIE* **5448**, 379 (2004).
30. Вязовецкий Н.М., Дидюков А.И., Кирко В.Ю. и др. Препринт ФИАН №221, 1988.
31. Дидюков А.И., Кирко В.Ю., Кулагин Ю.А., Шелепин Л.А. Препринт ФИАН 109, 1989.
32. Вязовецкий Н.М., Дидюков А.И., Кирко В.Ю. и др. *ЖПС*, **52** (4), 659 (1990).
33. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Котков А.А. и др. Препринт ФИАН № 27, М., 2002.
34. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 982 (2003).
35. Вагин Н.П., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квант. электрон.*, **34**, 865 (2004).
36. Басов Н.Г., Беленов Э.М., Данилычев В.А., Сучков А.Ф. *Квант. электрон.*, **3**, 121 (1971).
37. Лоткова Э.Н., Писаренко В.В., Соболев Н.Н. *ЖПС*, **23**(вып. 6), 988 (1975).
38. Алейников В.С., Масычев В.И. «*Лазеры на окиси углерода*». М., Радио и связь, 1990.
39. Vachem E., Daх A., Fink T., et al. *Appl. Phys.*, **B57**, 185 (1993).
40. Patel S.K.N. *Phys. Rev.*, **141**, 71 (1966).
41. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. Препринт ИАЭ. Вып.2821, 1977.
42. Бубякин Г.Б., Елецкий А.В., Папуловский В.Ф. УФН, 106, вып. 4, 723 (1972).
43. Казакевич В.С. Диссертация на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. М., ФИАН, 1984.
44. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. «*Методы решения некорректных задач*». М., Наука, 1974.
45. Елкин Н.Н., Кочетов И.В., Курносов А.К., Напартович А.П. *Квант. электрон.*, **17**(3), 313 (1990).
46. Guelachvili G., de Villeneuve D., Farrenq R., Urban W., Verges J. *J. Molecular Spectroscopy*, **98**, 64 (1983).
47. Gill P. R.; Murray W.; Wright M. H. "The Levenberg-Marquardt Method." In «*Practical Optimization*». London: Academic Press, p. 136, 1981.
48. Форсайт Дж., Малькольм М., Моулдер К. «*Машинные методы математических вычислений*». М., Мир, 1980.
49. Лоусон Ч., Хенсон Р. «*Численное решение задач методом наименьших квадратов*». М, Наука, 1986
50. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. В сб. «*Научная сессия МИФИ-2005*». М., МИФИ, Т. **4**, с. 26, 2005.
51. Лондер Я.И., Менахин Л.П., Ульянов К.Н. *ТВТ*, **19**(4), 720 (1981).
52. Plönjes E., Palm P., Lee W., et al. *Chem. Phys.*, **260**, 353 (2000).
53. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова, М., Энергоатомиздат, 1991.

## Содержание.

<b>1. Введение.</b>	<b>3</b>
<b>2. Экспериментальная установка.</b>	<b>5</b>
Импульсный электроионизационный СО лазерный усилитель.	5
Зондирующий СО лазер.	9
<b>3. Измерение временной динамики КУСС.</b>	<b>13</b>
Методика измерений КУСС.	13
Пространственно локальная диагностика.	15
Динамика КУСС в газовой смеси СО:Не.	17
Влияние плотности газовой смеси на динамику КУСС.	24
Динамика КУСС в газовой смеси СО:N <sub>2</sub> .	26
<b>4. Термодинамические параметры и населенность уровней.</b>	<b>30</b>
Экспериментальная методика и анализ данных.	30
Газовые смеси СО:N <sub>2</sub> и СО:Не.	36
Газовая смесь СО:О <sub>2</sub> .	42
Временная динамика давления газа и колебательная релаксация.	49
<b>5. Заключение.</b>	<b>52</b>
<b>6. Литература.</b>	<b>53</b>