

Динамика коэффициента усиления в активной среде импульсного электроионизационного СО-лазера: теория и эксперимент

С.В.Ветошкин, А.А.Ионин, Ю.М.Климачев, А.Ю.Козлов, А.А.Котков, А.К.Курносков, А.П.Напартович, О.А.Рулев, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, С.Л.Шнырев

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование временной динамики коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) в активной среде импульсного электроионизационного СО-лазера в широком диапазоне колебательных переходов, при различном составе и разной плотности активной среды, а также при различном позиционировании малоапертурного зондирующего лазерного пучка в газоразрядной области. Результаты измерений сравниваются с результатами теоретических расчётов по пространственно-однородной модели СО-лазера, которая учитывает процессы многоквантового VV-обмена. Анализируется чувствительность динамики КУСС по отношению к варьированию параметров активной среды и накачки. Продемонстрировано хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных по динамике КУСС при использовании в расчёте уточнённых значений локального энергоклада.

Ключевые слова: кинетическая модель, многоквантовый обмен, колебательный уровень, окись углерода, несамостоятельный разряд, активная среда, СО-лазер.

1. Введение

Временная динамика коэффициента усиления слабого сигнала (КУСС) в активной среде импульсного электроионизационного лазера (ЭИЛ) на окиси углерода позволяет судить о процессах возбуждения колебательных уровней молекул СО и колебательно-колебательном обмене (VV-обмен), о динамике распространения волны возбуждения в области плато колебательной функции распределения (КФР), а также о дальнейшей эволюции квазистационарной КФР [1–4]. Наличие сравнительно большой области с однородным распределением параметров плазмы в ЭИЛ облегчает интерпретацию результатов измерений. Для других способов возбуждения широко используется метод восстановления КФР по измерениям интенсивности спонтанного излучения в обортонной полосе [5], т. к. измерение усиления затруднено из-за малой длины однородно возбуждаемой области. В самостоятельном разряде низкого давления большую неопределённость вносит радиальная неоднородность плазмы [6], а при оптической накачке в сфокусированном пучке [7] и длина, и радиус возбуждаемой среды малы, т. е. градиенты плотности и температуры велики [8]. Несамостоятельный ЭИ разряд в камере с большим объёмом разрядной области и широкой апертурой позволяет проводить измерения КУСС лазерным пучком с малой апертурой вдали от краёв разряда, т. е. в условиях

наиболее однородной активной среды. В этом случае измерение динамики КУСС обеспечивает локальную диагностику с разрешением во времени.

В работах [9–13] было показано, что для более корректного описания колебательной кинетики и нагрева активной среды СО-лазера необходимо использовать модель многоквантового VV-обмена (МКО) вместо обычно применяемой модели одноквантового VV-обмена. Однако для колебательных уровней с $v > 15$ из-за отсутствия экспериментальной информации о константах скоростей VV-обмена используются результаты их теоретических расчётов (см., напр., [12, 13]), поэтому сопоставление теории с экспериментом по усилению излучения на переходах между такими уровнями имеет большое значение. С этой точки зрения следует отметить, что экспериментальные данные по динамике усиления существенно более информативны, чем данные по энергетическим и спектральным характеристикам излучения СО-лазера (см., напр., [11, 14]), которые являются, как правило, интегральными и усредненными.

В настоящей работе для теоретического описания динамики усиления применялась модель МКО с константами скоростей VV-обмена [12, 13], которые были вычислены методами полуклассической теории столкновений. Целью работы являлось сопоставление расчётной динамики КУСС с экспериментальными данными. Такое сопоставление даёт возможность проверить пригодность применяемой кинетической модели для описания процессов, происходящих в активной среде СО-ЭИЛ. Нами были выполнены измерения изменяющегося во времени КУСС для большого числа колебательно-вращательных переходов (в том числе для переходов с $v > 15$) при различных параметрах активной среды и импульсной накачки. Обсуждается также вопрос о том, в какой степени динамика усиления зависит от таких локальных параметров, как удельный энергоклад и поступательная температура газа.

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

А.К.Курносков, А.П.Напартович, О.А.Рулев, С.Л.Шнырев. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: apn@triniti.ru

Поступила в редакцию 28 апреля 2005 г., после доработки – 4 октября 2005 г.

2. Экспериментальная установка

Импульсная накачка смеси газов осуществлялась не-самостоятельным ЭИ разрядом в разрядной камере с криогенным охлаждением [4]. Средняя температура газа T_0 в разрядной камере объемом ~ 160 л составляла ~ 100 К. Поскольку охлаждение газа осуществлялось через стенки разрядной камеры, то распределение в ней температуры газа T перед импульсом накачки было неоднородным, причем температура возрастала от 77 К (нижняя стенка камеры) до ~ 140 К (верхний фланец и фольга, отделяющие камеру от ускорителя электронов). Расстояние H между электродами в центре разрядной области было равно 90 мм. Геометрический объём межэлектродной области $V_0 = HDL \approx 17.8$ л, где $L = 1.2$ м – длина, а $D = 165$ мм – ширина этой области. Распределение начальной температуры газа в межэлектродной области измерялось термопарным зондом, результаты измерения представлены на рис.1. Для смеси CO:He = 1:4 температура газа в середине межэлектродной области была равна 110 К, а для смеси CO:N₂ = 1:9 она составляла 120 К. Температурный градиент по высоте разрядного промежутка был равен ~ 4 К/см для смеси CO:He = 1:4 и ~ 3 К/см для смеси CO:N₂ = 1:9 (для сравнения: в самостоятельном разряде неоднородность температуры может превышать 100 К/см [6]). Вдоль оси разрядного промежутка, по мере приближения к тёплым выходным окнам, температура газа вблизи краёв электродов возрастала на 5 К по сравнению с температурой в середине разрядной области.

Ионизация газа в разрядной камере осуществлялась пучком ускоренных электронов с энергией до 150 кэВ. Так как плотность тока электронного пучка изменяется по высоте разрядного промежутка из-за рассеяния электронов на сетчатом катоде разрядной камеры и в разделительной фольге, то с помощью цилиндров Фарадея [15] были выполнены зондовые измерения плотности потока электронов в пучке через горизонтальную плоскость, параллельную плоскости нижнего электрода (анода). Результаты измерений приведены на рис.2 в виде профилей распределения по половине ширины d разрядной области на разных расстояниях h от анода. Наибольшая пиковая плотность тока электронного пучка ~ 20 мА/см² была измерена вблизи сетчатого катода ($h = 76$ мм).

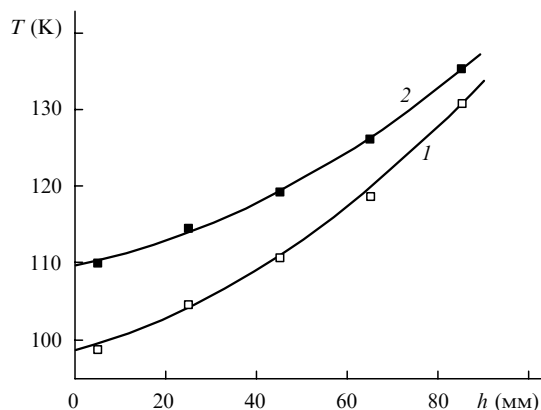


Рис.1. Распределение начальной температуры газа T по высоте h межэлектродного промежутка в середине разрядной камеры для смесей CO:He = 1:4 (1) и CO:N₂ = 1:9 (2) при средней температуре газа в разрядной камере $T_0 = 100$ К и средней плотности газа $N_0 = 0.12$ Амага.

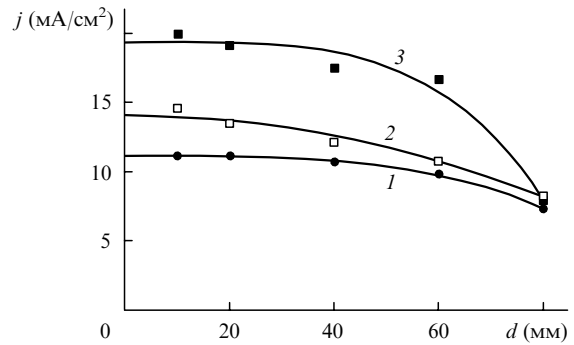


Рис.2. Плотность тока электронного пучка j , измеренная в вакууме на расстоянии d от оси ЭИ разрядной камеры при $h = 7$ (1), 46 (2) и 76 мм (3).

Накачка активной среды импульсного газоразрядного лазера характеризуется величиной удельного энерговклада ($УЭ$). В эксперименте полная энергия, вкладываемая в ЭИ разряд, определялась путем измерения начального напряжения U_1 и конечного (после импульса накачки) напряжения U_2 на батарее конденсаторов ёмкостью $C_0 \approx 53$ мкФ. Средний по объёму разрядной области V_0 удельный энерговклад оценивался следующим образом: $Q_{in} = C_0(U_1^2 - U_2^2)/(2V_0N_0)$, где N_0 – средняя плотность газа в разрядной камере. При криогенной температуре относительная концентрация газа может быть представлена в единицах Амага, при этом плотность газа N_0 (в Амага) численно равна количеству молей газа в молярном объёме (22.4 л), а $УЭ$ выражается в Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ (1 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ = 22.4 Дж/моль).

Для интерпретации данных по динамике КУСС важна временная зависимость мощности накачки. Для её определения необходимо знать форму импульса тока ЭИ разряда $I(t)$ (рис.3,а), который измерялся бифилярным малоиндуктивным шунтом, а также форму импульса напряжения разряда $U(t)$ (рис.3,б), измерявшегося резистивно-ёмкостным делителем. Начало сигналов было скрыто высокочастотными помехами, которые возникали на переднем фронте импульса накачки. На рис.3,в показана форма импульса мощности ЭИ разряда $W(t) = U(t)I(t)$. Длительность импульса накачки измерялась по уровню 0.1 от максимальной мощности и составляла 40 мкс, при этом она почти совпадала с длительностью импульса тока ЭИ разряда (рис.3,а).

В результате описанных измерений были определены пространственно-локальные параметры активной среды (начальная температура и соответственно плотность газа, плотность тока электронного пучка и временная динамика мощности накачки), которые необходимы для корректного анализа экспериментальных данных по динамике КУСС и для сравнения их с результатами теоретических расчетов.

Временная динамика КУСС в активной среде импульсного СО-ЭИЛ измерялась методом лазерного зондирования (методика измерения КУСС подробно описана в [4]). КУСС измерялся с погрешностью 2% – 10% от его максимального значения. В качестве зондирующего лазера применялся специально разработанный непрерывный частотно-селективный СО-лазер низкого давления с криогенным охлаждением [4]. Охлаждение потребовалось для того, чтобы спектр излучения этого лазера охватывал колебательно-вращательные переходы с максимальным усилением в исследуемой среде с температу-

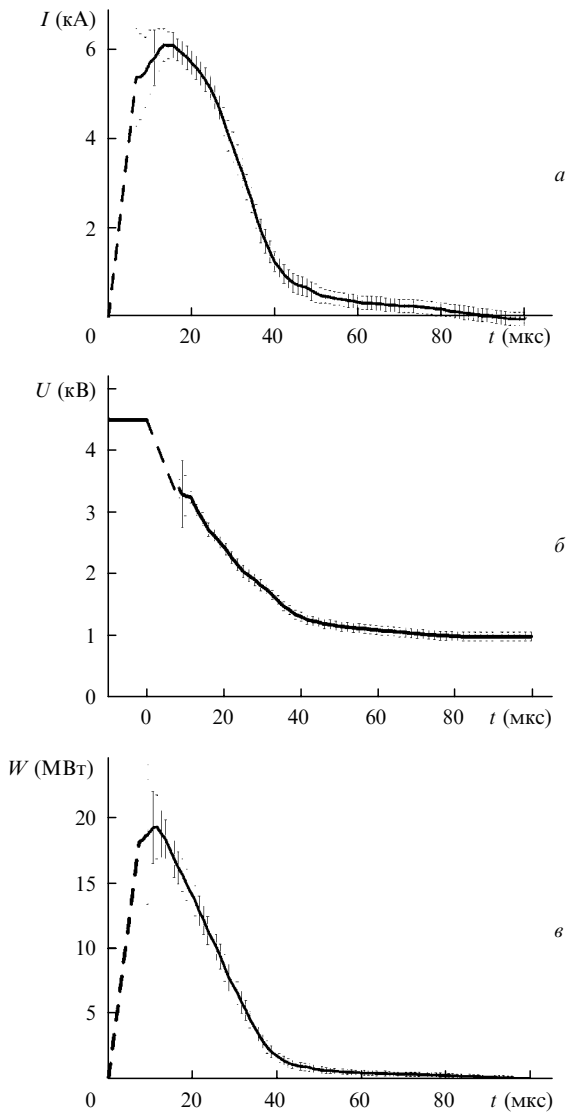


Рис.3. Формы импульсов тока I (а), напряжения U (б) и мощности накачки $W = UI$ (в) в ЭИ разряде для смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$, $Q_{\text{in}} = 250$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, $T_0 = 100$ К, $N_0 = 0.12$ Амага.

рой газа ~ 100 К. Применение такого зондирующего лазера с диаметром пучка ~ 10 мм позволило провести пространственно-локальную диагностику временной динамики КУСС в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов для различных условий накачки активной среды широкоапертурного импульсного СО-ЭИЛ.

3. Теоретическая модель

Теоретическая модель динамики населенностей отдельных колебательных уровней описана в [10, 13]. Она включает в себя процессы возбуждения/девозбуждения молекул электронным ударом, процессы многоквантового VV-обмена и VT-релаксации, а также спонтанное и индуцированное излучение.

Модель МКО [12, 13] учитывает процессы VV-обмена между молекулами СО с числом обмениваемых квантов от 1 до 4, несимметричного VV-обмена между высоко-возбужденными и невозбужденными молекулами окиси углерода: $\text{CO}(v) + \text{CO}(0) \rightarrow \text{CO}(v-2) + \text{CO}(1) + \Delta E$ (где ΔE – энергетический дефект реакции), и несимметричного VV'-обмена между молекулами СО и N_2 .

Система уравнений колебательной кинетики в модели МКО решалась совместно со стационарным уравнением Больцмана для функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). При численном решении уравнения Больцмана для смесей СО–Не и СО– N_2 учитывались все основные процессы неупругого рассеяния электронов на молекулах, включая рассеяние электронов на колебательно-возбужденных молекулах (более подробно см. в [16]). Уравнение Больцмана решалось с шагом по времени, определяемым скоростью изменения контролируемых в расчетах параметров (приведенная напряженность поля E/N , населенность первого колебательного уровня). При численном решении уравнения Больцмана для ФРЭЭ контролировался полный баланс энергии электронов, который соблюдался с погрешностью не более 1 %.

Изменение плотности активной среды влияет на динамику КФР и КУСС. В условиях эксперимента возбужденный газ расширялся в буферный объем, во много раз превышающий объем активной среды. Этот эффект учитывался при вычислениях динамики КУСС так же, как и в работе [3].

Для анализа чувствительности результатов расчетов к точным значениям параметров активной среды и её накачки было проведено численное моделирование динамики КУСС при варьировании УЭ и начальной температуры газа. Расчеты проводились для смеси $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ при плотностях $N_0 = 0.12$ Амага для локальных значений УЭ $Q_0 = 70 - 150$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹. Начальная приведенная напряженность поля E/N в центре разрядной области составляла при этом $(1.0 - 1.5) \times 10^{-16}$ В·см². Для расчета использовались формы импульсов тока и напряжения, полученные в экспериментах при длительности импульса накачки 40 мкс по уровню 0.1 от максимальной мощности (рис.3).

На рис.4 представлена динамика КУСС на переходе $10 \rightarrow 9P(9)$, рассчитанная при трёх значениях УЭ и неизменных других параметрах. Временная зависимость КУСС заметно изменяется при варьировании УЭ. Сопоставление расчетной и измеренной динамики КУСС даёт возможность оценить Q_0 в зондируемой области активной среды.

Расчеты временной динамики КУСС проводилось при $Q_0 = 70$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ для различных начальных температур газа (рис.5). Необходимо отметить высокую чувствительность амплитуды КУСС к начальной температуре. Увеличение температуры газа на 20 К (от 100 до 120 К) приводит к уменьшению амплитуды КУСС приблизительно в 1.8 раз. Поэтому для анализа динамики

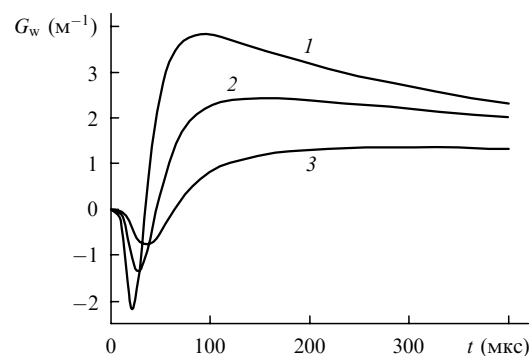


Рис.4. Временная динамика КУСС G_w на переходе $10 \rightarrow 9P(9)$, рассчитанная для смеси $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ при $Q_0 = 150$ (1), 100 (2) и 70 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ (3), $T_0 = 110$ К, $N_0 = 0.12$ Амага.

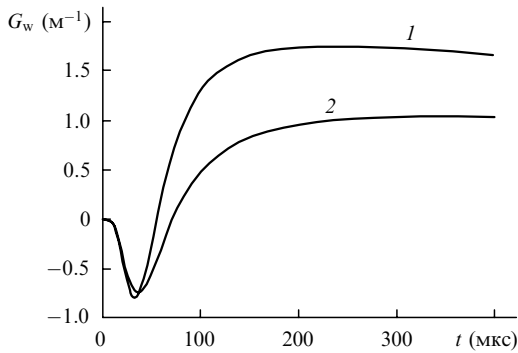


Рис.5. Временная динамика КУСС G_w на переходе $10 \rightarrow 9 P(9)$, рассчитанная для смеси $CO:He = 1:4$ при начальной температуре среды $T = 100$ (1) и 120 К (2), $Q_0 = 70 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$, $N_0 = 0.12 \text{ Амага}$.

КУСС важно знать локальное значение начальной температуры газа.

Таким образом, показано, что динамика КУСС весьма чувствительна к начальной поступательной температуре, а также к локальному значению УЭ. Распределение начальной температуры (и плотности газа), как и форма импульса накачки, определены в наших экспериментах достаточно надежно. Что касается УЭ, то известны лишь приблизительные значения УЭ Q_{in} , полученные в эксперименте. Анализ экспериментальных данных (рис.2) по плотности тока пучка электронов, а также конфигурации разрядной камеры, применявшейся в экспериментах, позволяет оценить локальные значения УЭ, которые в межэлектродной области составляли $(0.7 \pm 0.1)Q_{in}$. Кроме того, дополнительная неопределённость в значении падения напряжения в приэлектродных слоях (см., напр., [17]) делает такую оценку недостаточно надёжной, поэтому был выбран другой путь. С учётом сильного влияния УЭ на динамику КУСС (рис.4) в качестве варьируемого параметра модели использовалось локальное значение УЭ Q_0 . Искомое Q_0 определялось, исходя из условия достижения наилучшего согласия с экспериментальными данными.

4. Экспериментальные данные и сравнение их с результатами расчетов

Рассмотрим результаты измерений КУСС, выполненных при разных расстояниях h от оси зондирующего лазерного пучка (диаметром 10 мм) до поверхности нижнего электрода (анода). Измерения проводились в вертикальной плоскости, проходящей через центр разрядной области ($d = 0$ на рис.2). На рис.6 представлены экспериментальные данные, полученные на переходе $20 \rightarrow 19 P(12)$ в смеси $CO:He = 1:4$ при $Q_{in} = 105 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ для расстояний $h = 14, 34$ и 57 мм, которым соответствуют начальные температуры газа 102, 107 и 116 К. Там же приводятся результаты вычислений. Наблюдаемые вариации КУСС, связанные с изменением позиционирования зондирующего пучка, объясняются главным образом различиями начальных температур и плотностей газа. Локальные значения УЭ, для которых достигается удовлетворительное согласие теории с экспериментом при разных h , отличаются друг от друга незначительно и составляют примерно $0.7Q_{in}$. Это даёт основание полагать, что в зондируемой области активной среды пространственная неоднородность величины локального УЭ невелика. Такой вывод согласуется с резуль-

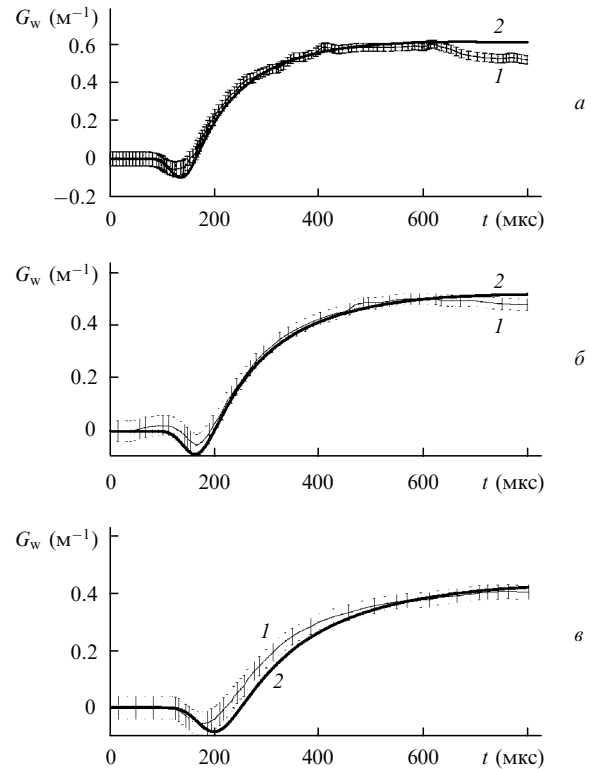


Рис.6. Сопоставление экспериментальных (1) и расчётных (2) данных по динамике КУСС G_w на переходе $20 \rightarrow 19 P(12)$ в смеси $CO:He = 1:4$ для $h = 14$ (а), 34 (б) и 57 мм (в), $Q_0 = 70 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$, $Q_{in} = 105 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$, $T_0 = 100$ К, $N_0 = 0.12 \text{ Амага}$.

татами измерения распределения энерговклада в ЭИ разряде [18]. Дальнейшие измерения КУСС проводились в основном при $h = 35 \pm 2$ мм.

На рис.7 экспериментально измеренная динамика КУСС в смеси $CO:He = 1:4$ при средней плотности газа $N_0 = 0.12 \text{ Амага}$ и $Q_{in} = 150 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ для шести колебательных переходов (от $11 \rightarrow 10$ до $21 \rightarrow 20$) сопоставляется с результатами вычислений. Неплохое согласие с теорией достигается при $Q_0 = 94 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1} = 0.63Q_{in}$. Такое значение Q_0 позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные по временной динамике КУСС не только в широком диапазоне колебательных переходов, но также при различной плотности активной среды состава $CO:He = 1:4$. Это иллюстрирует рис.8, на котором экспериментально измеренная динамика КУСС на переходе $19 \rightarrow 18 P(14)$ при плотности среды 0.06 Амага сопоставляется с результатами вычислений.

Для азотосодержащей смеси ($CO:N_2 = 1:9$) локальное значение УЭ также выбиралось, исходя из наилучшего соответствия результатов расчётов динамики КУСС и экспериментальных данных. Как и для гелиевой смеси $CO:He = 1:4$, найденные значения Q_0 оказались заметно меньше Q_{in} . На рис.9 результаты измерения КУСС в смеси $CO:N_2 = 1:9$ при $Q_{in} = 250 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ сравниваются с результатами расчётов, причём $Q_0 = 180 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1} = 0.72Q_{in}$. Сравнение было выполнено для пяти колебательно-вращательных переходов: $13 \rightarrow 12 P(9, 15)$, $16 \rightarrow 15 P(10, 14, 16)$. Полученное таким образом в смеси $CO-N_2$ разумное согласие теории с экспериментом имеет место при меньшей коррекции величины УЭ, чем в смеси $CO-He$, что можно объяснить несколько меньшим темпом нагрева азотосодержащей смеси.

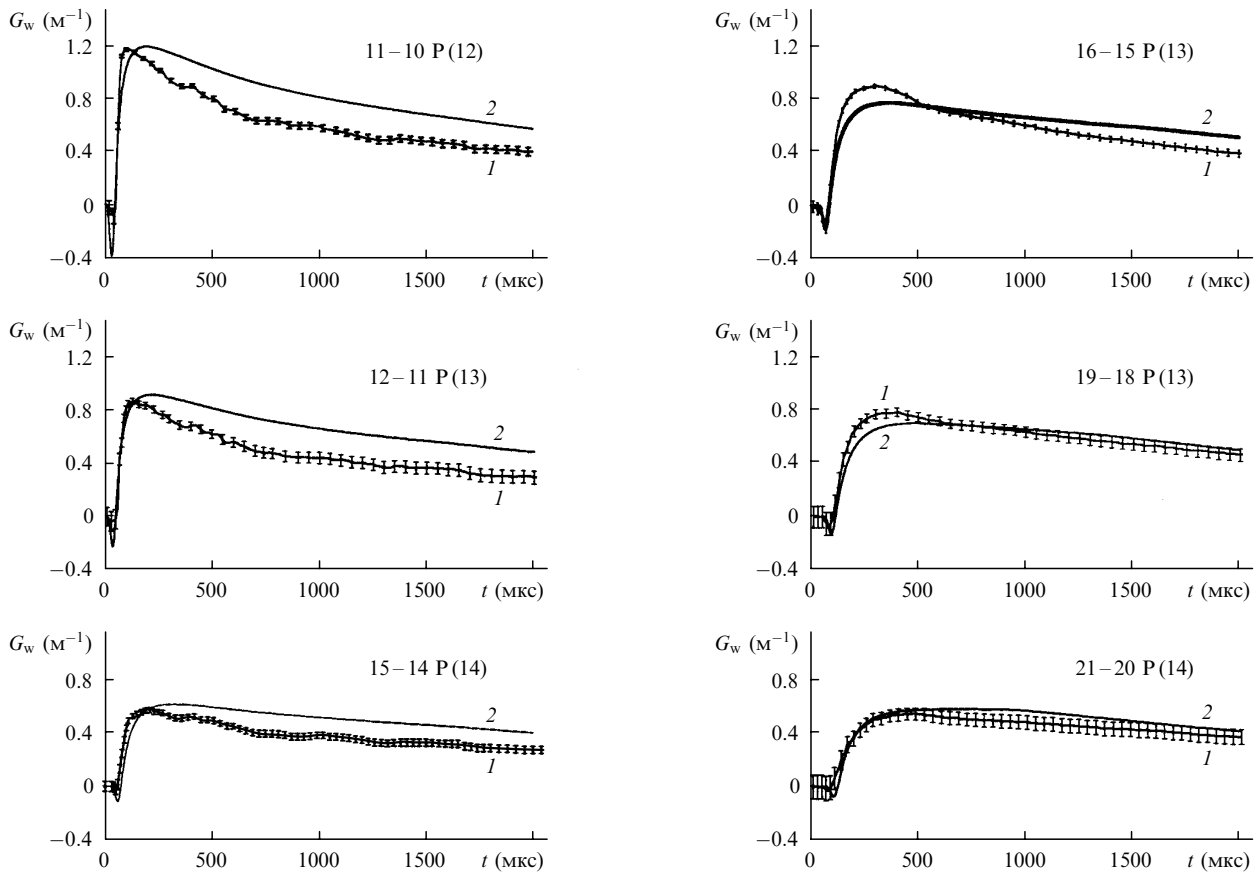


Рис.7. Временная динамика КУСС G_w на шести колебательных переходах для смеси $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ при $N_0 = 0.12$ Амага, $T_0 = 100$ К. Экспериментальные данные (1) соответствуют $Q_{in} = 150$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, расчётные зависимости (2) получены при $Q_0 = 94$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

Нужно отметить существование ограничений по применимости используемой нами пространственно-однородной теоретической модели для описания экспериментальных данных по динамике КУСС при высоких УЭ (более 300 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ для смеси $\text{CO}-\text{He}$ и более 400 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹ для смеси $\text{CO}-\text{N}_2$). При таких УЭ теоретическая модель согласуется с экспериментом на временах, малых по сравнению с характерными газодинамическими временами. Для объяснения этого эффекта требуется выход за рамки пространственно-однородной модели активной среды, а причины его возникновения обусловлены, по-видимому, формированием волн сжатия и разрежения из-за неоднородного тепловыделения в активной среде [19, 20].

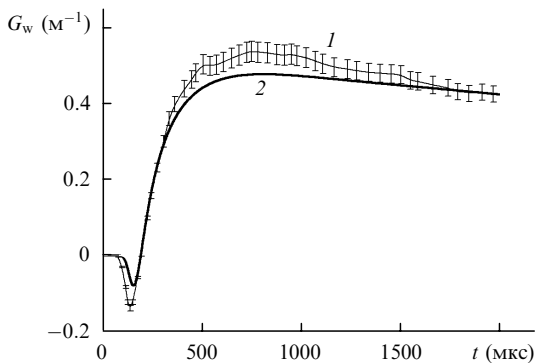


Рис.8. Временная динамика КУСС G_w на переходе $19 \rightarrow 18$ P(14) для смеси $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ при $N_0 = 0.06$ Амага, $T_0 = 100$ К. Экспериментальные данные (1) соответствуют $Q_{in} = 150$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, расчётные зависимости (2) получены при $Q_0 = 94$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

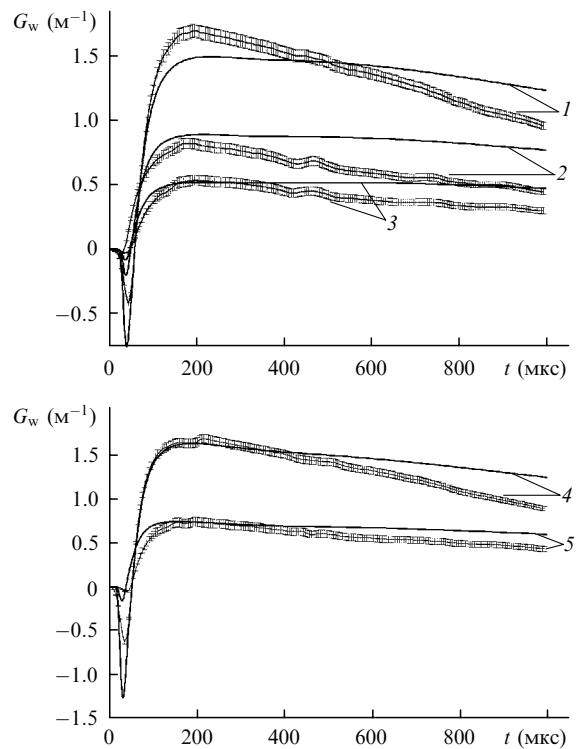


Рис.9. Временная динамика КУСС G_w на колебательно-вращательных переходах $16 \rightarrow 15$ P(10) (1), $16 \rightarrow 15$ P(14) (2), $16 \rightarrow 15$ P(16) (3), $13 \rightarrow 12$ P(9) (4) и $13 \rightarrow 12$ P(15) (5) для смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$ при $N_0 = 0.12$ Амага, $T_0 = 100$ К. Экспериментальные данные указаны с погрешностью измерений и соответствуют $Q_{in} = 250$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹, расчётные зависимости получены при $Q_0 = 180$ Дж·л⁻¹·Амага⁻¹.

5. Заключение

Проведено измерение временной динамики КУСС в активной среде импульсного СО-ЭИЛ при различных параметрах среды и накачки в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов (в том числе переходов с $v > 15$). Разработанная теоретическая модель позволила в целом удовлетворительно описать динамику КУСС. Согласие с экспериментальными данными наблюдалось в широком диапазоне колебательных переходов, при различной плотности и разном составе активной среды, что свидетельствует как о надежности используемого набора констант VV-обмена, так и о корректном определении реализованных в эксперименте параметров активной среды и накачки.

Работа поддержана РФФИ (грант № 02-02-17217), Международным научно-техническим центром (проект № 2415-Р) и грантом Президента РИ-112-001-593.

1. Boness M.J.W., Center R.E. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 511 (1975).
2. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 1049 (1983).
3. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 404 (2002).
4. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Препринт ФИАН № 13* (М., 2005).
5. Lightman A.J., Fisher E.R. *J. Appl. Phys.*, **10**, 971 (1978).
6. Grigoryan G.M., Ionikh Y.Z., Kochetov I.V., et al. *J. Phys. D*, **25**, 1064 (1992).
7. Flament C., George T., et al. *Chem. Phys.*, **163**, 241 (1992).
8. Кочетов И.В., Курносов А.К., Мартэн Ж.П., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **22**, 683 (1995).
9. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **63**, 676 (1999).
10. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 573 (2000).
11. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 859 (2000).
12. Billing G.D., Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A.P. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 1175 (2003).
13. Sacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A., Shnyrev S. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **37**, 3379 (2004).
14. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 771 (2000).
15. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Препринт ФИАН № 27* (М., 2004).
16. Кочетов И.В., Курносов А.К., Напартович А.П., Шнырев С.А. *Физика плазмы*, **28**, 1128 (2002).
17. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987).
18. Бойко Е.С., Минин В.В., Третьяков В.Э., Яценко Б.П. *Препринт НИИЭФА П-А-0530* (Л., 1981).
19. Басов Н.Г., Долинина В.И., Зворыкин В.Д. и др. *Препринт ФИАН № 292* (М., 1983).
20. Алиев Е.Т., Басов Н.Г., Ковш И.Б. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 874 (1984).