

Импульсный лазер на первом колебательном оберitone молекулы CO, действующий в спектральном диапазоне 2.5–4.2 мкм.

2. Частотно-селективный режим

Н.Г.Басов*, А.А.Ионин*, А.А.Котков*, А.К.Курносков**, Дж.Е.МакКорд***, А.П.Напартович**, Л.В.Селезнев*, Н.Г.Туркин**, Г.Д.Хагер***

Экспериментально и теоретически исследованы генерационные свойства импульсного электроионизационного СО-лазера, действующего в частотно-селективном режиме генерации излучения на первом колебательном оберitone молекулы СО. Генерация наблюдалась на большом числе отдельных колебательно-вращательных переходов $v+2 \rightarrow v$ от $13 \rightarrow 11$ до $38 \rightarrow 36$ (более 400 спектральных линий) в спектральном диапазоне длин волн от 2.7 до 4.2 мкм. Удельный лазерный энергосъем оберitone СО-лазера при этом достигал ~ 3.0 Дж/(л·Амага), электрооптический КПД составлял $\sim 0.6\%$. Обсуждаются впервые наблюдавшиеся эффекты спектрообразования излучения оберitone СО-лазера на высоко расположенных колебательных переходах. Сопоставление экспериментальных и теоретических данных показало необходимость уточнения кинетической модели среды СО-лазера с привлечением процессов многоквантового обмена на высоко расположенных колебательных уровнях.

Ключевые слова: электроионизационный СО-лазер, частотно-селективный режим, оберitone колебания.

Введение

Настоящая работа является продолжением работы [1], где экспериментально и теоретически исследовались генерационные характеристики импульсного электроионизационного СО-лазера (СО-ЭИЛ) на первом колебательном оберitone молекулы окиси углерода, действующего в многочастотном режиме генерации излучения. В частности, было показано, что оберitone СО-лазер в режиме многочастотной генерации излучения – это эффективный источник когерентного излучения в спектральном диапазоне длин волн 2.5–4.1 мкм. Экспериментально полученный КПД этого лазера превышает 10%, а по теоретическим прогнозам он может достигать 20%. Ранее генерация оберitone излучения на выделенных колебательно-вращательных переходах наблюдалась в непрерывном СО-лазере низкого давления [2–4] в диапазоне длин волн 2.62–4.07 мкм.

Целью настоящей работы являлось экспериментально-теоретическое исследование спектрально-энергетических и спектрально-временных характеристик излучения импульсного СО-лазера, действующего в частотно-селективном режиме на оберitone колебательно-вращательных переходах молекулы СО. Проведено сопоставление экспериментальных и теоретических расчетных данных и обсуждаются впервые наблюдавшиеся эффекты спектрообразования излучения оберitone СО-лазера на высоко расположенных колебательных уровнях.

1. Схема экспериментов

Эксперименты по исследованию генерационных характеристик импульсного оберitone СО-лазера, действующего в частотно-селективном режиме генерации излучения, проводились на криогенной электроионизационной (ЭИ) лазерной установке при длительности импульса энерговклада ~ 25 мкс, температуре ~ 100 К и плотности лазерной смеси 0.12 Амага. Описание методик измерения параметров энерговклада и характеристик лазерного излучения приведено в [1].

Частотно-селективный лазерный резонатор длиной 3.0 м состоял из сферического (радиус кривизны ~ 10 м) медного зеркала, закрепленного на лазерной камере, и дифракционной решетки (ДР), работавшей в автоколлимационном режиме с выводом излучения в нулевой порядок дифракции. ДР располагалась на оси резонатора на расстоянии ~ 0.4 м от выходного окна лазерной камеры, в качестве которого использовалась плоскопараллельная пластина из CaF_2 , установленная под углом Брюстера к оптической оси резонатора. Вектор поляризации линейно поляризованного лазерного излучения находился в плоскости падения излучения на поверхность ДР, а плоскость падения была перпендикулярна штрихам ДР (s-поляризация [5]). Изменение частоты генерации при переходе с одной спектральной линии на другую проводилось поворотом ДР. Внутри лазерного резонатора вблизи ДР была установлена апертурная диафрагма, диаметр которой в разных экспериментах составлял 10–30 мм. Для регистрации спектрального состава излучения использовался щелевой спектрограф с фокусным расстоянием 2.5 м. Визуализация лазерного излучения осуществлялась с помощью тепловизионной аппаратуры. Для идентификации спектральных линий оберitone излучения был проведен расчет длин волн спектральных линий, соответствующих оберitone колебательно-вращательным переходам молекулы СО.

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53; тел./факс: (095) 132-04-25, эл. почта: aion@sci.lebedev.ru

**ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, 142092 Троицк Моск. обл.; тел: (095) 334-04-50, эл. почта: arn@triniti.ru

***AFRL, Albuquerque, New Mexico, USA

В экспериментах применялись три отражательные ДР (ДР1 – ДР3), максимум отражения которых для неполяризованного света в соответствии с паспортными данными приходился на длины волн 3.0 мкм (ДР1, 200 штр./мм), 2.15 мкм (ДР2, 420 штр./мм) и 3.2 мкм (ДР3, 200 штр./мм). Решетки были изготовлены из стекла с алюминиевым (ДР1, ДР3) и золотым (ДР2) покрытием. Для измерения спектрального коэффициента T вывода (отражения) поляризованного излучения в нулевой порядок ДР (см. рис.1,а, 2,б и 3,в), работавшей в режиме автоколлимации, в лазерный резонатор между ДР и окном Брюстера помещалась плоскопараллельная пластина из CaF_2 . Коэффициент T определялся отношением энергий излучений, выводимого ДР в нулевой порядок и отраженного от пластины.

2. Генерационные характеристики лазера

2.1. Спектрально-энергетические характеристики

Наиболее широкий спектральный диапазон перестройки частоты генерации излучения оберточного СО-лазера наблюдался при использовании частотно-селективного лазерного резонатора с ДР1. На рис.1 представлены некоторые характеристики такого лазера для спектральных линий, соответствующих оберточным колебательным-вращательным переходам молекулы СО. При этом спектральный диапазон перестройки длины волны излучения оберточного СО-лазера по колебательно-вращательным линиям составлял 2.71 – 4.09 мкм и соответствовал колебательным переходам от 12 → 10 до 37 → 35. В коротковолновой области (менее 2.7 мкм) спектр излучения был ограничен из-за внутррезонаторного поглоще-

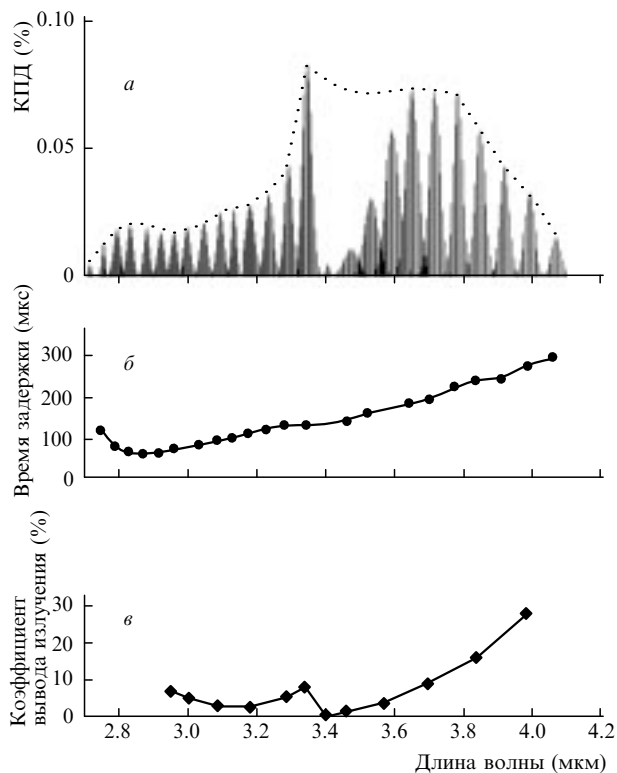


Рис.1. Зависимости от длины волны лазерного КПД (а), времени задержки начала импульса излучения (б) и спектрального коэффициента вывода излучения T в нулевой порядок ДР1 (в). Лазерная смесь СО:Не = 1:4, удельный энерговклад 320 Дж/(л·Амага).

ния излучения парами воды, а в длинноволновой области (более 4.0 мкм) – из-за уменьшения добротности резонатора, поскольку коэффициент вывода увеличивался почти до 30%.

Зависимость КПД лазера с решеткой ДР1 от длины волны при перестройке по спектральным линиям в области 3.4 мкм характеризовалась явно выраженным «провалом» в этой области. При этом максимальная лазерная эффективность уменьшалась от ~0.1 % в центре колебательной полосы 26 → 24 почти до нуля в центре соседней полосы 27 → 25. В отличие от КПД в этой же спектральной области поведение временной задержки начала импульса генерации излучения относительно начала импульса энерговклада (рис.1,б) носило монотонный характер. Причина неоднородности спектрально-энергетической характеристики оберточного СО-лазера в рассматриваемой области длин волн заключалась в резком снижении (до 0.5 %) коэффициента вывода T излучения из резонатора через нулевой порядок ДР [5] (рис.1,в).

Максимальная эффективность частотно-селективного лазера (~0.1 %) соответствовала тем диапазонам длин волн, в которых коэффициент T (рис.1,в) лежал в интервале 5–10 % (например, 3.6–3.8 мкм). Эффективность лазера в спектральной области 3.4–3.6 мкм, соответствующей провалу на рис.1,а, была повышена путем увеличения коэффициента вывода излучения из лазерного резонатора с помощью дополнительной внутррезонаторной пластины из CaF_2 (пунктиром на рис.1,а представлена огибающая максимумов КПД в каждой колебательной полосе).

Эффективность частотно-селективного оберточного СО-лазера с ДР2 и коэффициент вывода излучения этой решетки T в зависимости от длины волны показаны на рис.2. В этих экспериментах использовалась газовая смесь состава СО: N_2 = 1:9 при плотности 0.12 Амага и температуре 100 К. Удельный энерговклад составлял 360 Дж/(л·Амага). Генерация наблюдалась в спектральном диапазоне от 2.84 до 4.02 мкм, что соответствует колебательным переходам от 15 → 13 до 36 → 34. Применение азотосодержащей смеси позволило существенно увели-

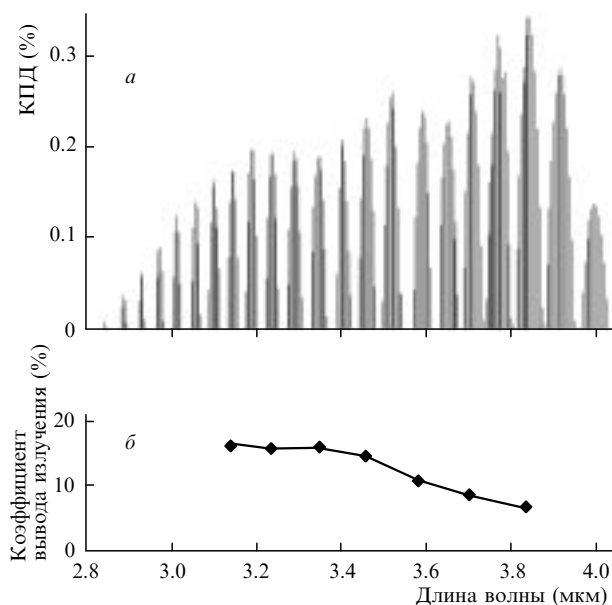


Рис.2. Зависимости от длины волны лазерного КПД (а) и спектрального коэффициента вывода излучения T в нулевой порядок ДР2 (б). Лазерная смесь СО: N_2 = 1:9, удельный энерговклад 360 Дж/(л·Амага).

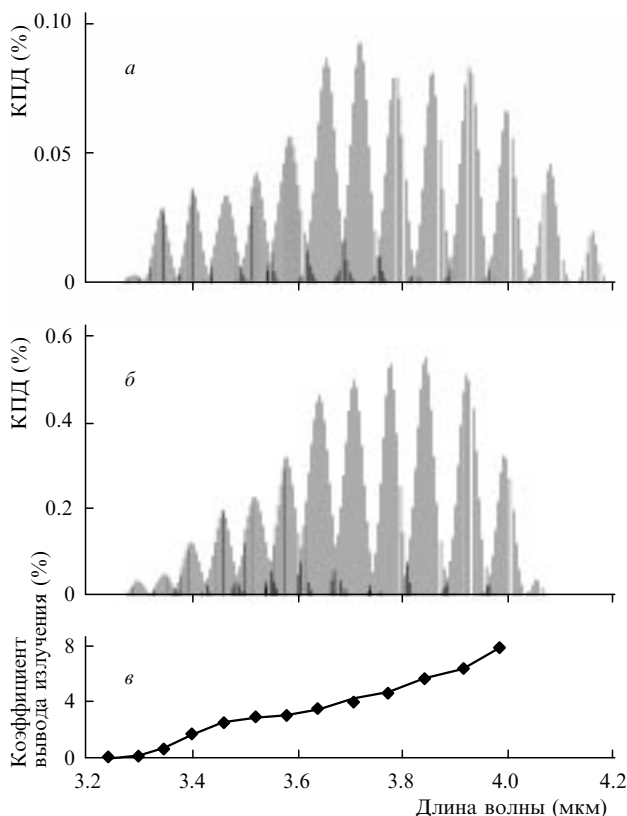


Рис.3. Зависимости от длины волны лазерного КПД (а, б) и спектрального коэффициента вывода излучения T в нулевой порядок ДРЗ (в) для газовых смесей CO:He = 1:4 (а), CO:N₂ = 1:6 (б) и энергокладов 320 (а) и 500 Дж/(л·Амага) (б).

чить удельный энергозъем и эффективность обертонного CO-лазера. В этих опытах максимальные эффективность (0.34 %) и удельный энергозъем (1.3 Дж/(л·Амага)) были получены для колебательно-вращательных переходов 34 → 32 $P(12)$ и $P(13)$ ($\lambda \approx 3.83$ мкм).

Для лазера с ДРЗ при использовании гелиевой смеси CO:He = 1:4 (рис.3,а) спектральный диапазон перестройки длин волн излучения составлял 3.27–4.17 мкм с максимумом эффективности вблизи 3.71 мкм (удельный энергозъем 320 Дж/(л·Амага)). В коротковолновой области ограничение спектрального диапазона было обусловлено неоптимальной характеристикой вывода излучения ДР в нулевой порядок (рис.3,в). В длинноволновой

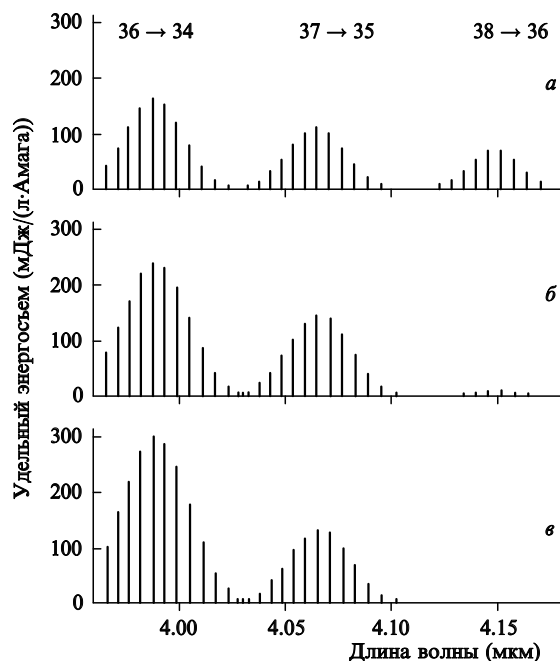


Рис.4. Спектральные зависимости удельного энергозъема лазера с ДРЗ, генерирующего излучение в диапазоне, соответствующем трем колебательным полосам 36 → 34, 37 → 35 и 38 → 36, при концентрациях азота в газовой смеси CO:He = 1:4, равных 0 (а), 3.3 (б) и 10% (в).

области (~4.0 мкм) спектральная характеристика резонатора лазера была более близка к оптимальной, т. к. коэффициент вывода излучения из резонатора составлял ~8 %, а не 30 %, как для ДР1. В этих экспериментальных условиях впервые наблюдалась генерация излучения на колебательном переходе 38 → 36. При использовании азотной смеси CO:N₂ = 1:6 с той же ДРЗ эффективность частотно-селективного обертонного CO-лазера была увеличена до 0.55 % (рис.3,б) на колебательном переходе 34 → 32 (на длине волны ~3.84 мкм), но генерация излучения на переходе 38 → 36 отсутствовала. На рис.4 изображен спектр генерации излучения обертонного CO-лазера на трех колебательных переходах 36 → 34, 37 → 35 и 38 → 36, полученный при различных концентрациях азота в газовой смеси. Увеличение процентного содержания азота в смеси CO:He = 1:4 приводило к росту удельного энергозъема на колебательном переходе 36 → 34 и к снижению энергозъема на переходе 38 → 36. Эксперименты

Табл.1. Обертонные колебательно-вращательные переходы молекулы CO, на которых в экспериментах наблюдалась генерация (430 линий).

$v+2 \rightarrow v$	$P(J)$	$v+2 \rightarrow v$	$P(J)$	$v+2 \rightarrow v$	$P(J)$
6 → 4*	$P(11) - P(13)$	17 → 15	$P(8) - P(20)$	28 → 26	$P(4) - P(23)$
7 → 5*	$P(11) - P(13)$	18 → 16	$P(7) - P(18)$	29 → 27	$P(4) - P(24)$
8 → 6*	$P(11) - P(13)$	19 → 17	$P(6) - P(17)$	30 → 28	$P(4) - P(24)$
9 → 7*	$P(11) - P(13)$	20 → 18	$P(6) - P(18)$	31 → 29	$P(4) - P(24)$
10 → 8*	$P(11) - P(13)$	21 → 19	$P(6) - P(18)$	32 → 30	$P(4) - P(24)$
11 → 9*	$P(11) - P(13)$	22 → 20	$P(5) - P(16)$	33 → 31	$P(4) - P(23)$
12 → 10	$P(11) - P(15)$	23 → 21	$P(4) - P(18)$	34 → 32	$P(4) - P(23)$
13 → 11	$P(10) - P(16)$	24 → 22	$P(4) - P(17)$	35 → 33	$P(4) - P(24)$
14 → 12	$P(7) - P(19)$	25 → 23	$P(4) - P(21)$	36 → 34	$P(4) - P(21)$
15 → 13	$P(7) - P(19)$	26 → 24	$P(4) - P(21)$	37 → 35	$P(6) - P(19)$
16 → 14	$P(9) - P(19)$	27 → 25	$P(4) - P(22)$	38 → 36	$P(10) - P(17)$

*Переходы, на которых наблюдалась генерация в многочастотном режиме [1].

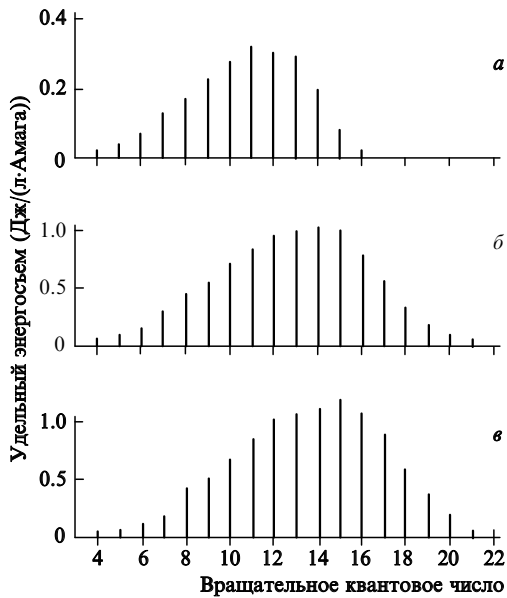


Рис.5. Зависимости удельного энергосъема лазера с ДР1 от номера вращательной компоненты J колебательной полосы $32 \rightarrow 30$ при удельном энерговкладе 200 (а), 400 (б) и 550 Дж/(л·Амага) (в) для смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$.

показали, что при добавках $\sim 10\%$ азота в лазерную смесь $\text{CO}-\text{He}$ генерация излучения на переходе $38 \rightarrow 36$ не возникает. По-видимому, это связано с близостью резонанса между колебательным переходом $0 \rightarrow 1$ молекулы N_2 и обертоном колебательным переходом $40 \rightarrow 38$ молекулы CO (колебательно-колебательный обмен двух колебательных квантов на один).

Полный перечень 430 колебательно-вращательных переходов, на которых наблюдалась генерация обертонового излучения в этих экспериментах как в частотно-селективном, так и в многочастотном режиме (см. также [1]), представлен в табл.1.

В пределах одной колебательной полосы перестройка обертонового CO -лазера осуществлялась по нескольким (иногда более 20) колебательно-вращательным линиям. На рис.5 приведена зависимость удельного энергосъема от номера вращательной компоненты J одной колебательной полосы $32 \rightarrow 30$ при энерговкладах 200, 400 и 550 Дж/(л·Амага) в лазере с ДР1 и смесью $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$. При увеличении удельного энерговклада максимум эффективности лазера, перестраиваемого по вращательным линиям в пределах одной колебательной полосы, смещался в сторону увеличения номера вращательной линии J от $J = 11$ при энерговкладе 200 Дж/(л·Амага) (рис.5,а) до $J = 15$ при энерговкладе 550 Дж/(л·Амага) (рис.5,в). Смещение максимума эффективности обусловлено увеличением поступательной и вращательной температур молекул газа при росте энергии импульса накачки.

Спектральный диапазон генерации излучения обертонового CO -лазера, работающего на высоколежащих переходах, интересен тем, что попадает в окно прозрачности атмосферы. В связи с этим было проведено экспериментальное исследование влияния таких лазерных параметров, как плотность газовой смеси и ее состав, на энергетические характеристики генерации излучения в области высоколежащих переходов.

Зависимости удельного энергосъема лазера с ДР1 от удельного энерговклада для трех колебательно-вращательных линий $P(9)$, $P(13)$, $P(16)$ колебательного перехо-

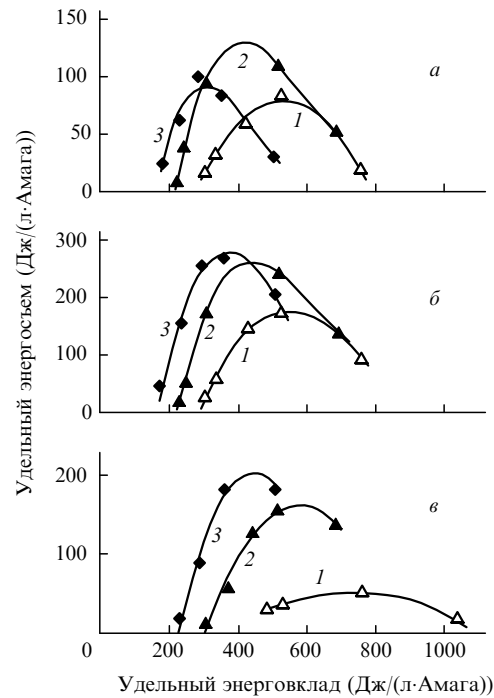


Рис.6. Зависимости удельного энергосъема лазера с ДР1, генерирующего излучение на трех спектральных линиях $36 \rightarrow 34$ $P(9)$ (а), $P(13)$ (б) и $P(16)$ (в), от удельного энерговклада при плотности газовой смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$, равной 0.05 (1), 0.09 (2) и 0.3 Амага (3).

да $36 \rightarrow 34$ при различных плотностях N газовой смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$ показаны на рис.6. Следует отметить, что пороговый энерговклад при одинаковых плотностях газа возрастал с увеличением номера J . При увеличении плотности газовой смеси пороговый энерговклад и энерговклад, при котором удельный энергосъем достигает наибольшего значения, уменьшались. При этом для спектральной линии с наибольшим J (в данных опытах это была линия $P(16)$) максимальный энергосъем возрастал от ~ 50 мДж/(л·Амага) при $N = 0.05$ Амага до ~ 200 мДж/(л·Амага) при $N = 0.3$ Амага. Для линии $P(13)$ влияние плотности газа на удельный энергосъем было не столь существенно, а для линии $P(9)$ увеличение N от 0.09 до 0.3 Амага приводило даже к уменьшению удельного энергосъема.

На рис.7 показаны зависимости эффективности лазера с ДР1, генерирующего излучение на спектральной линии $35 \rightarrow 33$ $P(12)$, от удельного энерговклада для пяти различных газовых смесей. В каждой лазерной смеси эф-

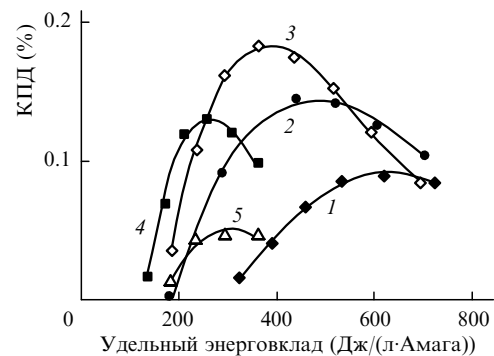


Рис.7. Зависимости КПД лазера с ДР1, генерирующего излучение на спектральной линии $35 \rightarrow 33$ $P(12)$, от удельного энерговклада для газовых смесей $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:1$ (1), $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:4$ (2), $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$ (3), $\text{CO}:\text{N}_2:\text{He} = 1:9:10$ (4), $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ (5).

фективность достигала максимума при разных удельных энергозкладах: от ~ 250 Дж/(л·Амага) для смеси CO:He = 1:4 до ~ 650 Дж/(л·Амага) для смеси CO:N₂ = 1:1. В данном эксперименте наибольшая лазерная эффективность ($\sim 0.18\%$) достигалась при использовании газовой смеси CO:N₂ = 1:9 (при удельном энергозкладе порядка 400 Дж/(л·Амага). Уменьшение эффективности лазера при увеличении энергозклада больше оптимального вызвано перегревом лазерной смеси.

2.2. Коэффициент усиления слабого сигнала

Генерация излучения в полосе 36 \rightarrow 34 (длина волны ~ 4.0 мкм) наблюдалась даже при малой добротности лазерного резонатора с ДР1 (рис.1,а). При этом коэффициент вывода излучения из резонатора T достигал 30 % (рис.1,б), а полные оптические потери излучения за двойной проход лазерного резонатора составляли 35–40 %. Для лазерного резонатора с такими оптическими потерями генерация возникает при условии, что коэффициент усиления слабого сигнала превышает 0.2 м^{-1} .

В работах [6–8] методом калиброванных оптических потерь был измерен максимальный коэффициент усиления слабого сигнала в активной среде многочастотного обертонного СО-ЭИЛ с внутрирезонаторным спектральным фильтром. Этот коэффициент усиления составил $\sim 0.15 \text{ м}^{-1}$, однако длина волны излучения лазера не превышала 3.6 мкм. При использовании той же методики для лазера с частотно-селективным резонатором с ДР1 и дополнительными внутрирезонаторными потерями до 35 % в смеси CO:N₂ = 1:9 генерация на спектральной линии 34 \rightarrow 32 $P(12)$ с длиной волны 3.84 мкм наблюдалась даже при полных оптических потерях за двойной проход резонатора до $\sim 55\%$ и пороговом энергозкладе ~ 250 Дж/(л·Амага). Результаты данного эксперимента позволяют оценить коэффициент усиления слабого сигнала в активной среде обертонного СО-лазера как превышающий 0.35 м^{-1} для этой спектральной линии.

2.3. Спектрально-временные характеристики

На рис.8 приведены времена задержки τ начала импульса излучения относительно начала импульса энергозклада в зависимости от номера вращательной компоненты J колебательной полосы 32 \rightarrow 30 при различных удельных энергозкладах (в лазере с ДР1). Время задержки начала импульса излучения для разных вращательных линий было почти одинаковым и медленно возрастало к краям колебательной полосы. С увеличением удельного энергозклада время задержки уменьшалось, а минимальное его значение на каждой кривой, отличавшееся на 10–15 % от максимального, смещалось в сторону увеличения номера вращательной линии. Уменьшение плотности газовой

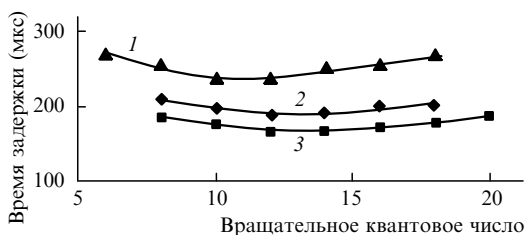


Рис.8. Времена задержки начала импульса излучения в зависимости от номера вращательной компоненты J колебательной полосы 32 \rightarrow 30 при удельном энергозкладе 300 (1), 400 (2) и 550 Дж/(л·Амага) (3) для ДР1 и смеси CO:N₂ = 1:9.

смеси приводило к существенному увеличению τ и длительности импульса. Например, для линии 36 \rightarrow 35 $P(13)$ время задержки τ и длительность импульса увеличивались соответственно от ~ 120 мкс и 0.6 мс при плотности газа 0.3 Амага до ~ 900 мкс и 2.2 мс при плотности 0.05 Амага для одинаковых прочих условий эксперимента (энергозклад 300 Дж/(л·Амага), смесь CO:N₂ = 1:9).

На рис.1,б была представлена зависимость времени задержки τ от длины волны лазера для всего диапазона перестройки частоты излучения от колебательной полосы 12 \rightarrow 10 до полосы 37 \rightarrow 35. Время задержки τ изменялось от ~ 60 до ~ 350 мкс. При этом в области длин волн 3.4 мкм коэффициент вывода излучения из резонатора уменьшался до 0.5 % (рис.1,в), но, в отличие от КПД (рис.1,а), поведение времени задержки τ начала импульса генерации обертонного излучения (рис.1,б) было монотонным в этой же спектральной области, т. е. увеличение добротности резонатора почти не оказывало влияния на τ . Результаты этого эксперимента указывают на то, что время задержки начала импульса излучения на спектральных линиях обертонного СО-лазера определяется в большей степени временем создания инверсии на обертонных переходах молекулы СО, нежели достижением коэффициента усиления слабого сигнала порогового значения.

2.4. Результаты расчетов, их анализ и сопоставление с экспериментом

При исследовании характеристик частотно-селективного СО-лазера на первом колебательном обертоне использовались две теоретические модели колебательной кинетики: наиболее реалистичская на сегодняшний день модель, учитывающая процессы многоквантового VV-обмена (МКО) [9], и традиционная модель, основанная на одноквантовом VV-обмене (ОКО) [7]. С целью уточнения применимости этих двух моделей для исследования характеристик обертонного СО-лазера полученные с их помощью результаты сравнивались друг с другом и с результатами экспериментов. Моделирование лазерных характеристик было проведено для двух смесей (CO:N₂ = 1:9 и 1:6), для которых в эксперименте были получены наилучшие энергетические характеристики при использовании ДР2 и ДР3 (см. рис.2,а и 3,б).

В расчетах использовались те же параметры активной среды, накачки и резонатора, что и в эксперименте: удельный энергозклад 200–650 Дж/(л·Амага), начальная температура 100 К, $N = 0.12$ Амага. Доля энергии излучения, выводимая из резонатора, задавалась в соответствии с экспериментально определенными коэффициентами отражения применяемых ДР (см. рис.2,б и 3,в). В отсутствие точных данных о потерях резонатора, связанных с поглощением и рассеянием излучения ДР2 и ДР3, мы использовали в расчетах эти дополнительные потери как параметр, не зависящий от длины волны. При дополнительных потерях 7.5 и 5.5 % за полный обход резонатора соответствующие перестроечные кривые (зависимости КПД селективной генерации от номера верхнего лазерного уровня $v + 2$ для перехода $v + 2 \rightarrow v$), рассчитанные с помощью модели МКО для смеси CO:N₂ = 1:9, сравниваются на рис.9,а с экспериментальными результатами. Легко заметить, что для наилучшего согласия с экспериментом необходимо ввести предположение о росте дополнительных потерь с увеличением номера селективируемого колебательного перехода.

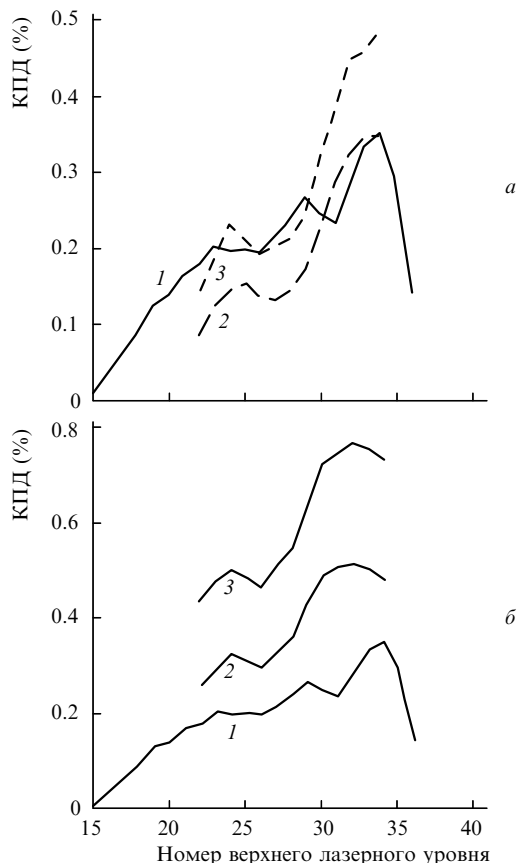


Рис.9. Экспериментальные (1) и расчетные (2, 3) зависимости лазерного КПД от номера верхнего лазерного уровня $v + 2$. Расчет проведен по многоквантовой (а) и одноквантовой (б) моделям для вносимых ДР2 пассивных оптических потерь резонатора 7.5 (2) и 5.5 % (3) за полный обход резонатора. Лазерная смесь $CO:N_2 = 1:9$, удельный энерговыход 360 Дж/(л·Амага).

Результаты, полученные при тех же условиях с помощью модели ОКО (см. рис.9,б), характеризуются аналогичными формами перестроечных кривых, но заметно превышают энергетическую эффективность генерации. Результаты моделирования для смеси $CO:N_2 = 1:6$ оказались более чувствительными к выбору кинетической модели. На рис.10 результаты расчетов, полученные при использовании двух моделей, сравниваются для данной смеси с результатами экспериментов при дополнительных потерях 6.8 % за полный обход резонатора.

Как видим, использование модели МКО обеспечивает хорошее согласие с экспериментом как по форме, так и по амплитуде перестроечной кривой, что не достигается при использовании модели ОКО. Для оценки предельно достижимых КПД селективной генерации на обертонах мы провели дополнительные расчеты с помощью модели МКО. Так, для смеси $CO:N_2 = 1:6$ в условиях, соответствующих рис.10, на переходе $29 \rightarrow 27$ ($J = 15$) достигается КПД, равный $\sim 1\%$, при дополнительных потерях за полный обход резонатора 3 %.

С использованием модели МКО была рассчитана также зависимость энергии генерации в колебательной полосе $32 \rightarrow 30$ от номера вращательной компоненты P -ветви. Вычисления проводились для тех же условий, при которых получены экспериментальные спектры, приведенные на рис.5. Соответствующие расчетные спектры, показанные на рис.11, аналогичны экспериментальным. Следует отметить, что традиционная модель ОКО зна-

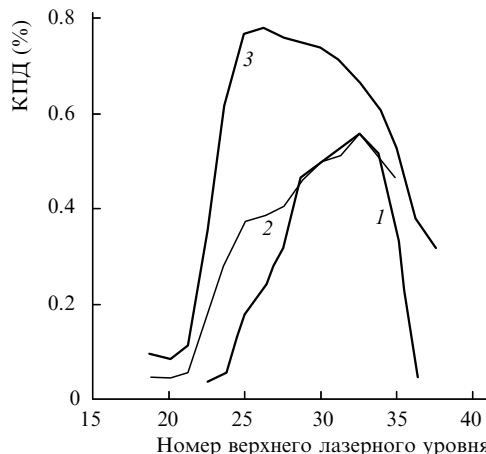


Рис.10. Экспериментальная (1) и рассчитанные по моделям МКО (2) и ОКО (3) зависимости лазерного КПД от номера верхнего лазерного уровня $v + 2$ для экспериментальных условий, соответствующих рис.3,б.

чительно хуже согласуется с экспериментом. Этот факт иллюстрируется сопоставлением следующих спектров: рассчитанного в приближении ОКО (рис.12,а), экспериментального (рис.12,б) и рассчитанного с помощью модели МКО (рис.12,б). Использование модели ОКО приводит к значительному обеднению спектра со стороны малых J и его сужению в целом.

Зависимости времени начала генерации от номера селективируемой вращательной компоненты P -ветви в полосе $32 \rightarrow 30$, приведенные на рис.8, позволяют оценить отношение колебательных населенностей нижнего и верхнего лазерных уровней N_v/N_{v+2} в момент времени, когда порог достигается для крайних переходов. Согласно формуле Патела коэффициент усиления на отдельных вращательных компонентах P -ветви в полосе $v + 2 \rightarrow v$ имеет вид

$$g_{v,J} \sim \alpha(J) = \sigma_{v,J}(1 - \delta_{v,J}N_v/N_{v+2}), \tag{1}$$

где $\sigma_{v,J}$ – сечение индуцированных переходов на цент-

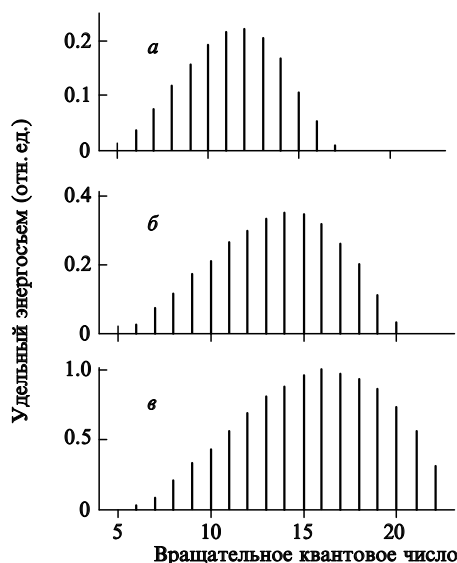


Рис.11. Расчетные зависимости удельного энерговыхода лазера с ДР1 от номера вращательной компоненты J колебательной полосы $32 \rightarrow 30$ при удельном энерговыходе 200 (а), 400 (б) и 550 Дж/(л·Амага) (в) для смеси $CO:N_2 = 1:9$.

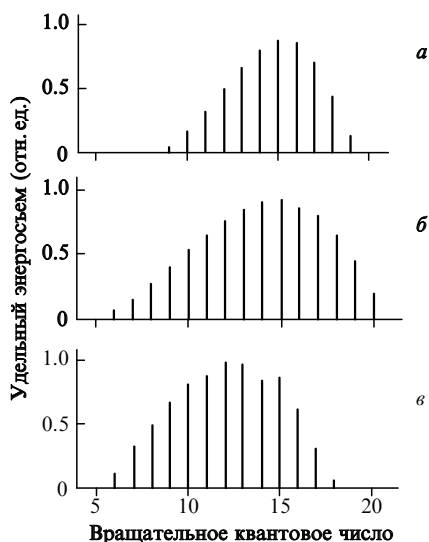


Рис.12. Рассчитанные по моделям ОКО (а) и МКО (б), а также экспериментальные (в) зависимости удельного энергосъема лазера с ДР2 от номера вращательной компоненты J колебательной полосы $32 \rightarrow 30$ для смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$, удельного энерговклада 360 Дж/(л·Амага).

ральной частоте; $\delta_{v,J}$ – множитель, выражающийся через отношение статистических весов и населенностей вращательных уровней. Коэффициент $g_{v,J}$ зависит от отношения населенностей N_v/N_{v+2} и поступательной температуры T_0 (через $\sigma_{v,J}$ и $\delta_{v,J}$), что позволяет оценить N_v/N_{v+2} при заданном T_0 . Соответствующие зависимости $\alpha(J)$, построенные с помощью формулы (1) для различных значений N_{30}/N_{32} , приводятся на рис.13 и иллюстрируют высокую чувствительность коэффициента усиления к величине N_{30}/N_{32} . Эта чувствительность оправдывает неявное предположение о том, что зависимость коэффициента усиления от J и времени определяется только изменением выражения в скобках в (1). Температура T_0 была взята из численного расчета, проведенного для условий, соответствующих рис.8 (кривая 2).

Кривая 2 на рис.13, построенная для $N_{30}/N_{32} = 1.095$, соответствует равенству $\tau(J=8) \approx \tau(J=19)$, наблюдаемому в эксперименте (рис.8, кривая 2). Предполагая, что равенство $\alpha(8) = \alpha(19)$ при $N_{30}/N_{32} = 1.095$ соответствует пороговому усилению (рис.13, линия 5), оценим отношение N_{30}/N_{32} , при котором порог генерации достигается

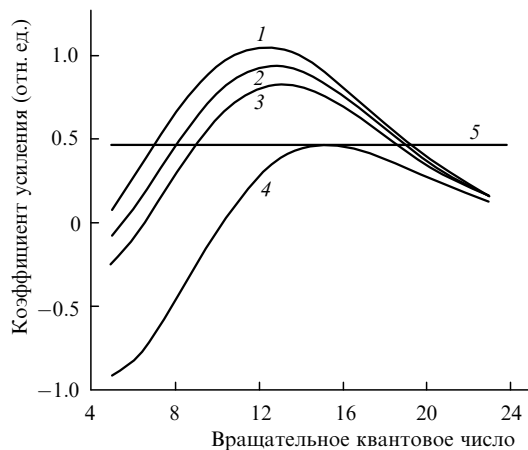


Рис.13. Зависимости $\alpha(J)$ для колебательной полосы $32 \rightarrow 30$ при $N_{30}/N_{32} = 1.07$ (1), 1.095 (2), 1.12 (3) и 1.222 (4); линия 5 соответствует пороговому усилению. Условия расчета те же, что и для рис.8 (кривая 2).

на переходе с $J = 14$, ранее всех возникающем в эксперименте (разность времен задержек на переходах с $J = 14$ и $J = 8$ ($J = 19$) составляет 25 мкс). Кривая 4 на рис.13 достигает порогового значения при $N_{30}/N_{32} = 1.222$. Таким образом, из экспериментальной зависимости $\tau(J)$ (см. рис.8) можно определить, не пользуясь сложной кинетической моделью, что отношение населенностей на уровнях 30 и 32 изменилось за 25 мкс с 1.222 до 1.095. Сравнение этого утверждения с численным расчетом дает еще один аргумент в пользу применимости модели МКО. Надежность подобных оценок зависит от точности определения T_0 . Так, при изменении T_0 на +10 К и –10 К от значения, при котором построены зависимости на рис.13, отношения N_{30}/N_{32} , обеспечивающие выполнение условия $\alpha(8) \approx \alpha(19)$, составляют соответственно 1.086 и 1.12, т. е. изменяются не более чем на 2.5%.

Рассчитанная с использованием модели МКО зависимость времени задержки от номера вращательного перехода в фиксированной колебательной полосе разумно согласуется с экспериментом. На рис.14 сравниваются расчетные и экспериментально наблюдаемые «относительные» времена задержки $\Delta\tau$ в полосе $32 \rightarrow 30$ для разных энерговкладов, т. е. времена задержки, отсчитываемые от минимальных τ . Видно, что $\Delta\tau(J)$, определенные экспериментально и из расчета, хорошо согласуются друг с другом, что подтверждает адекватность нашего моделирования колебательной кинетики.

Следует заметить, что энергетическая эффективность генерации на отдельной линии, на наш взгляд, едва ли может быть существенно выше 1%. Более высокая эффективность генерации на данном колебательном переходе может быть достигнута в узкополосном селективном резонаторе, выделяющем частоты 3–5 соседних колебательных переходов [1, 10]. В этих условиях достигается значительная концентрация энергии на самом нижнем из этих переходов в радиационном каскаде.

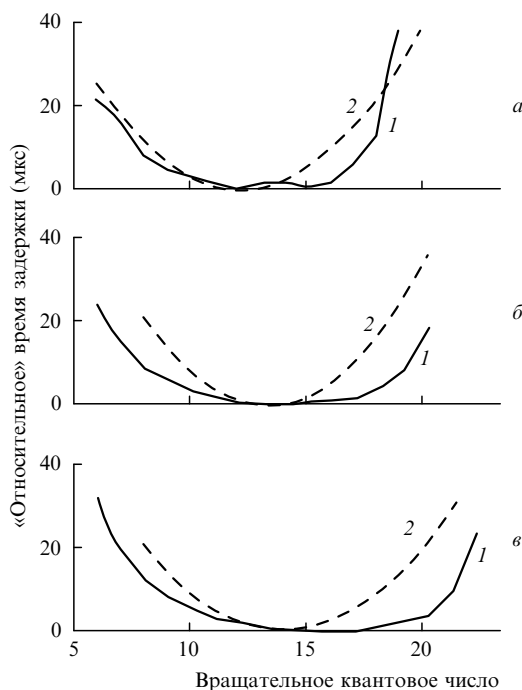


Рис.14. Расчетная (1) и экспериментальная (см. рис.8) (2) зависимости «относительного» времени задержки генерации от номера вращательной компоненты в полосе $32 \rightarrow 30$ при удельном энерговкладе 300 (а), 400 (б) и 550 Дж/(л·Амага) (в).

Заключение

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследован импульсный СО-ЭИЛ, действующий в частотно-селективном режиме генерации излучения на первом колебательном оберitone молекулы СО. Коэффициент усиления слабого сигнала в условиях экспериментов превышал 0.35 м^{-1} . Удельный лазерный энергосъем оберитонного СО-лазера, действующего в частотно-селективном режиме, достигал $\sim 3 \text{ Дж/(л}\cdot\text{Амага)}$ при электрооптическом КПД до $\sim 0.6\%$. Генерация излучения частотно-селективного оберитонного СО-лазера осуществлялась на 413 колебательно-вращательных переходах. Впервые наблюдалась генерация на высоко расположенном оберитонном колебательном переходе $38 \rightarrow 36$ и было обнаружено влияние на ее эффективность добавок азота в лазерную смесь.

Настоящее исследование показывает, что импульсный оберитонный СО-ЭИЛ является эффективным источником перестраиваемого по частоте когерентного излучения в спектральном диапазоне длин волн $2.7\text{--}4.2 \text{ мкм}$. Следует отметить, что с учетом колебательно-вращательных переходов, на которых лазер действовал в многочастотном режиме (см. табл.1), спектр генерации импульсного оберитонного СО-лазера лежит в интервале длин волн $2.5\text{--}4.2 \text{ мкм}$ и перекрывает диапазон генерации излучения HF- и DF-лазеров, а плотность его заполнения колебательно-вращательными линиями намного выше, чем у этих лазеров.

Проведенное ранее сопоставление экспериментальных и теоретических расчетных данных показало приемлемое согласие между ними в отношении спектрально-энергетических характеристик излучения многочастотного оберитонного СО-лазера и выявило необходимость учета процессов МКО на высоко расположенных колебательных уровнях [8, 9]. Переход к модели МКО в настоящей работе обеспечивает лучшее согласие с экспериментом по энергетической эффективности генерации на выделенном колебательно-вращательном переходе в широком диапазоне колебательных и вращательных квантовых чисел, а также удовлетворительно описывает относительное время задержки генерации на отдельных вращательных компонентах в фиксированной колебательной полосе. Теоретический прогноз указывает на то, что

эффективность оберитонного СО-лазера с внутрирезонаторной селекцией колебательно-вращательных линий может достигать 1% .

Авторы выражают признательность Х.Акерману (H. Ackermann, AFRL, USA), Дж.МакАйверу (J. McIver, University of New-Mexico, USA) и М.Стиккли (M. Stickley, EOARD, USA) за помощь в организации этой совместной работы. Работа поддержана РФФИ (грант № 99-02-17553).

1. Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносков А.К. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 771 (2000).
2. Gromoll-Bohle M., Bohle W., Urban W. *Optics Comms*, **69**, 409 (1989).
3. Bachem E., Dax A., Fink T., Weidenfeller A. et al. *Appl. Phys. B*, **57**, 185 (1993).
4. Murtz M., Frech B., Palm P., Lotze R., Urban W. *Optics Letts*, **23**, 58 (1998).
5. *Diffraction grating handbook (third edition)*. Ed. by C. Palmer (Richardson Grating Laboratory, N.Y., USA, 1996).
6. Ionin A., Kotkov A., Kurnosov A., Napartovich A. et al. *Proc. Intern. Conf. LASERS'97* (New Orleans, LA, USA, 1997; STS Press, McLean, VA, 1998, pp. 92–99).
7. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kurnosov A.K. et al. *Preprint P.N. Lebedev Physical institute RAS № 11* (Moscow, 1998).
8. Ionin A., Kotkov A., Kurnosov A., Napartovich A. et al. *Optics Comms*, **155**, 197 (1998).
9. Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kurnosov A.K. et al. *Preprint P.N. Lebedev Physical institute RAS № 70* (Moscow, 1999).
10. Ionin A.A., Kotkov A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P. et al. *Optics Comms*, **160**, 255 (1999).

N.G. Basov, A.A. Ionin, A.A. Kotkov, A.K. Kurnosov, J.E. McCord, A.P. Napartovich, L.V. Seleznev, N.G. Turkin, G.D. Hager. Pulsed laser operating on the first overtone of the CO molecule in the 2.5–4.2- μm range. 2. Frequency-selective regime.

Characteristics of an electroionisation CO laser operating on the first overtone of the CO molecule in the frequency-selective regime were experimentally and theoretically studied. Lasing was observed on a large number of separate vibrational-rotational transitions $v+2 \rightarrow v$ from $13 \rightarrow 11$ to $38 \rightarrow 36$ (more than 400 spectral lines) in the spectral range from 2.7 to 4.2 μm . The specific output energy of the overtone CO laser reached $\sim 3.0 \text{ J/(litre}\cdot\text{Amagat)}$, and the electro-optical conversion was $\sim 0.6\%$. Effects observed for the first time in the spectral formation of radiation of the overtone CO laser on high vibrational transitions are discussed. The comparison of experimental and theoretical data showed the necessity of refinement of the kinetic model of the active medium of the CO laser taking into account multiquantum exchange on high vibrational levels.