

Мощный сверхзвуковой СО-лазер на основных и обертоновых переходах

В.Бон, Х.фон Бюлов, Ш.Дасс, А.А.Ионин, Ю.М.Климачев, А.А.Котков,
Дж.К.Макайвер, Дж.Е.Маккорд, Л.В.Селезнев, Д.В.Синицын, Р.Ф.Тейт, Г.Д.Хагер

Исследуются генерационные характеристики лазера на окиси углерода с накачкой среды ВЧ разрядом в дозвуковом потоке газа с последующим охлаждением лазерной среды в сверхзвуковом потоке. В спектральном диапазоне 4.9–5.7 мкм, который соответствует основным колебательным переходам $V+1 \rightarrow V$ молекулы СО, выходная мощность лазера достигала 2.1 кВт при эффективности до 21%. На переходах первого колебательного обертона $V+2 \rightarrow V$ (диапазон длин волн 2.6–2.7 мкм) выходная мощность излучения лазера составляла 50 Вт. Обсуждаются возможные пути совершенствования конструкции лазера для генерации лазерного излучения на высокорасположенных обертоновых переходах молекулы СО.

Ключевые слова: сверхзвуковой СО-лазер, высокочастотный разряд, обертоновые переходы, основные переходы, коэффициент усиления.

1. Введение

Молекулярный СО-лазер [1–3], действующий на основных колебательных переходах $V+1 \rightarrow V$, зарекомендовал себя как мощный источник лазерного излучения с высокой эффективностью. Активная среда этого лазера является принципиально многоуровневой системой и позволяет получить генерацию лазерного излучения на колебательно-вращательных переходах молекулы СО в широком диапазоне длин волн – от 4.6 мкм [4, 5] до 8.2 мкм [6], а также на переходах первого колебательного обертона $V+2 \rightarrow V$ [7, 8]. Генерация излучения в обертоновом СО-лазере возможна на более чем 400 колебательно-вращательных переходах в спектральном диапазоне 2.5–4.2 мкм [9–11], который перекрывает окно прозрачности атмосферы (3–4 мкм). В работах [7–11] отмечалось, что эффективность обертонового СО-лазера возрастает при охлаждении лазерной среды и может достигать 11% [9–11].

Высокая пиковая мощность генерации обертонового излучения (до 10^5 Вт) была получена на импульсных электроионизационных (ЭИ) лазерных установках [9–13], где для работы электронного ускорителя применялось высокое напряжение ($\sim 10^5$ В). Использование высокочастотного (ВЧ) разряда позволяет значительно уменьшить напряжение и упростить схему возбуждения активной среды СО-лазера [14–17]. В работе [14] выходная мощность сверхзвукового СО-лазера, действующего в основной по-

лозе, при возбуждении активной среды в дозвуковом потоке газа ВЧ разрядом в случае однопроходного лазерного резонатора составляла 0.33 кВт. Применение трехпроходного резонатора позволило увеличить выходную мощность до 0.99 кВт, при этом эффективность лазера достигала 7% от вложенной мощности [15].

Цель настоящей работы – исследование генерационных характеристик СО-лазера, действующего как на основных, так и на обертоновых колебательных переходах молекулы СО, при возбуждении активной среды ВЧ разрядом в дозвуковом потоке газа и охлаждении лазерной среды в сверхзвуковом потоке. Рассмотрена возможность расширения спектральных характеристик обертонового СО-лазера на интервал длин волн 3–4 мкм, соответствующих высокорасположенным ($V > 15$) обертоновым переходам.

2. Сверхзвуковой СО-лазер с ВЧ возбуждением

Эксперименты по изучению генерационных характеристик СО-лазера, осуществляемые при возбуждении активной среды ВЧ разрядом в дозвуковом потоке газа и охлаждении лазерной среды в сверхзвуковом потоке, проводились в лаборатории AFRL (США). Схема этого лазера представлена на рис.1.

Длина активной среды, равная ширине сверхзвукового потока газа, составляла 10 см. Для устранения влияния пограничных слоев, образующихся вблизи оптических элементов лазерного резонатора 6, применялась система обдува этих элементов инертным газом (гелием). Длина газодинамического тракта от сверхзвукового сопла 4 до системы вакуумной откачки 5 составляла 50 см. В конструкции установки было предусмотрено пять мест для крепления оптических элементов лазерного резонатора на различных расстояниях от сопла. Таким образом, изменяя положение лазерного резонатора, можно было менять время пролета возбужденного газа от сопла до резонатора.

W.Bohn, H.von Bülow. DLR Institut für Technische Physik, Stuttgart, Deutschland

S.Dass, J.E.McCord, R.F.Tate, G.D.Hager. US Air Force Research Laboratory, Kirtland AFB, USA

А.А.Ионин, Ю.М.Климачев, 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

J.K.McIver. Department of Physics and Astronomy, University of New Mexico, Albuquerque, USA

Поступила в редакцию 22 июля 2005 г., после доработки – 30 сентября 200 г.

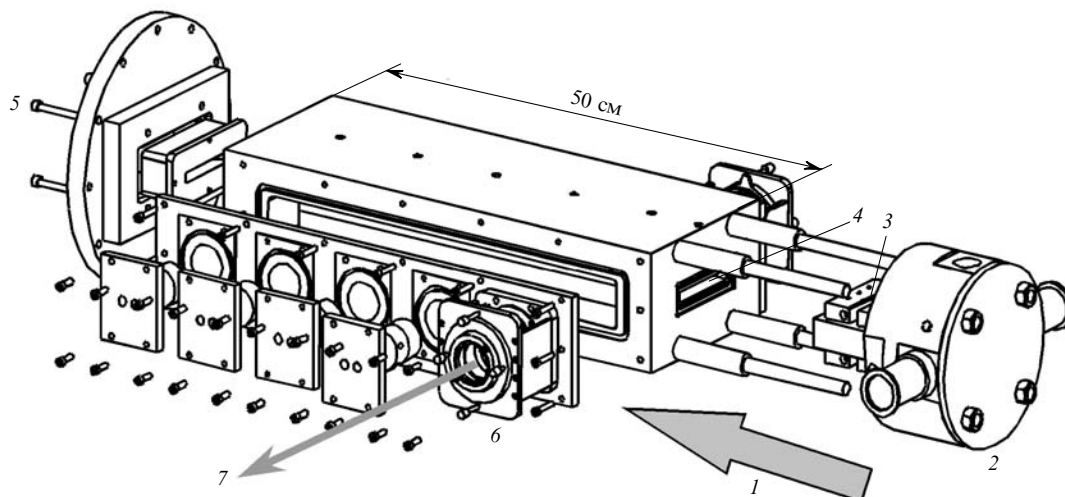


Рис.1. Схема сверхзвукового ВЧ СО-лазера:

1 – направление потока газа; 2 – камера смешения газов; 3 – ВЧ электроды; 4 – сверхзвуковое сопло; 5 – система вакуумной откачки; 6 – юстировочные элементы с оптикой, обдуваемой гелием; 7 – лазерное излучение.

Отметим, что наибольшая мощность генерации излучения как на основных, так и на обертоновых переходах молекулы СО наблюдалась при максимальном (~45 см) расстоянии от сверхзвукового сопла до оси лазерного резонатора. Проведенные при конструировании газодинамического тракта расчеты, а также измерения давления потока газа с помощью трубки Пито показали, что на расстоянии 50 см от сопла сохраняется сверхзвуковое течение газа. Число Маха в сверхзвуковом потоке равнялось 2.7, температура газа в потоке составляла ~100 К. Давление газа в дозвуковой части газодинамического тракта варьировалось от 160 до 290 Тор, что соответствовало давлению газа в сверхзвуковом потоке 2–9 Тор. В экспериментах применялась газовая смесь СО:Не = 1:7 с небольшими добавками кислорода. Особое внимание уделялось чистоте газов. Например, используемая в экспериментах окись углерода (объемная доля СО не менее 99.99 %) хранилась не в стальных, а в алюминиевых баллонах, что предотвращало образование пентакарбонила железа, ухудшающего электроразрядные и генерационные характеристики СО-лазера (см., напр., [18]).

Возбуждение газа осуществлялось ВЧ разрядом с частотой 13.6 МГц между электродами 3, расположенными в керамической трубе (внутреннее сечение 10 × 100 мм) непосредственно перед сверхзвуковым соплом 4. Длина

разрядной области составляла ~75 мм вдоль потока газа. Мощность, вкладываемая в ВЧ разряд, могла варьироваться от 4 до 20 кВт.

В схеме с однопроходным лазерным резонатором выходная мощность лазерного излучения на основных колебательных переходах достигала 2.1 кВт, а максимальная эффективность – 21 % (рис.2). Генерация лазерного излучения наблюдалась в полосе основных колебательных переходов от 4 → 3 до 18 → 17 в спектральном диапазоне 4.9–5.7 мкм (рис.3,а). При той же геометрии лазерного резонатора в работе [14] выходная мощность

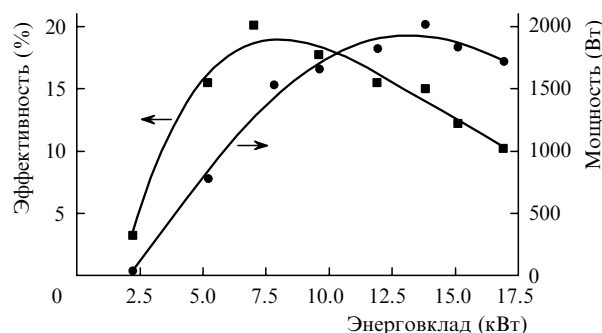


Рис.2. Зависимости эффективности и мощности сверхзвукового ВЧ СО-лазера, действующего в основной полосе, от энерговклада.

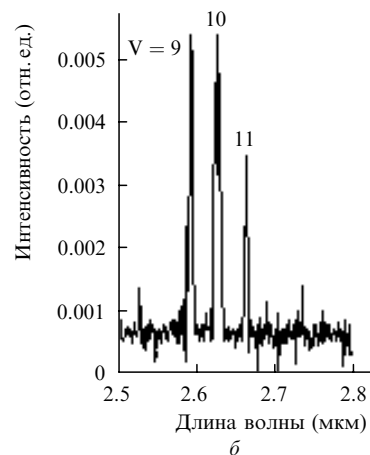
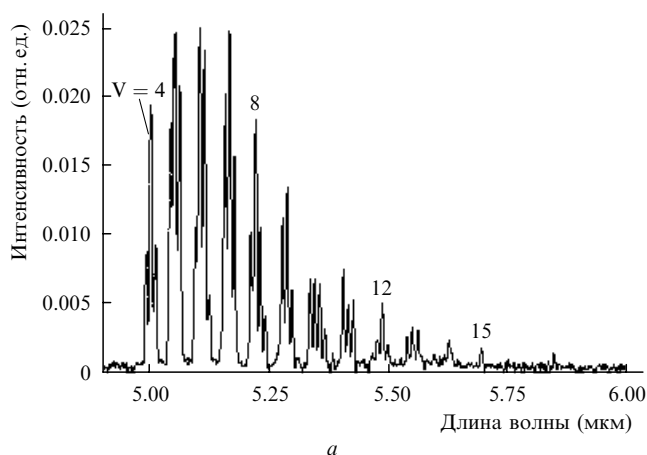


Рис.3. Спектр генерации сверхзвукового ВЧ СО-лазера на основных (а) и обертоновых (б) колебательных переходах.

сверхзвукового ВЧ СО-лазера составляла 0.33 кВт. Таким образом, благодаря увеличению времени пролета газа от сопла до лазерного резонатора, применению системы обдува оптических элементов резонатора инертным газом и использованию чистых газов мощность генерации излучения в основной полосе возросла в 6 раз.

На обертоновых колебательных переходах молекулы СО мощность генерации излучения в сверхзвуковом ВЧ СО-лазере достигала ~ 50 Вт. Спектр обертонового излучения соответствовал относительно низким обертонным переходам от $9 \rightarrow 7$ до $11 \rightarrow 9$ в диапазоне длин волн 2.6–2.7 мкм (рис.3,б). Генерация обертонового излучения при ВЧ возбуждении газа с последующим сверхзвуковым охлаждением лазерной среды наблюдалась впервые.

В этих экспериментах генерация обертонового излучения была получена в лазере с однопроходным резонатором, образованным двумя зеркалами с коэффициентами отражения более 99.9 % (пороговый коэффициент усиления $\sim 0.01 \text{ м}^{-1}$) в спектральной области ~ 2.7 мкм. Исследование, проводившееся на ЭИ лазерной установке, охлаждаемой жидким азотом, показало, что коэффициент усиления достигает наибольшего значения в области высоких обертоновых переходов молекулы СО; например, на переходе $33 \rightarrow 31$ он может превышать 0.2 м^{-1} в смеси СО–Не и 0.4 м^{-1} в смеси СО– N_2 [19]. Однако в сверхзвуковом СО-лазере при использовании лазерных зеркал с коэффициентами отражения ~ 99 % (пороговый коэффициент усиления $\sim 0.1 \text{ м}^{-1}$) в спектральной области 3–4 мкм, которая соответствует высокорасположенным обертонным переходам $V = 20 - 35$, порог генерации лазерного излучения достигнут не был. Причина этого, по-видимому, в том, что инверсная населенность на высоких колебательных уровнях формируется за время, превышающее время пролета газа от сверхзвукового сопла до лазерного резонатора.

3. Временная динамика усиления и обсуждение результатов

В электроразрядном СО-лазере заселение высокорасположенных колебательных уровней молекулы СО происходит благодаря VV-обмену [20, 21], скорость которого зависит от частоты столкновений молекул, т. е. от давления и температуры газовой смеси. В сверхзвуковом потоке при температуре газа ~ 100 К его давление было относительно низким (2–9 Тор), поэтому и скорость VV-обмена была невелика. Влияние давления газовой смеси на время формирования инверсной населенности исследовалось в наших модельных экспериментах, которые проводились на импульсной лазерной ЭИ СО-установке, описанной в работах [9–11, 19].

В экспериментах измерялось время задержки между началом импульса ЭИ разряда и импульса генерации лазерного излучения на обертоновых переходах молекулы СО ($27 \rightarrow 25$, $31 \rightarrow 29$ и $35 \rightarrow 33$). Это время соответствует периоду, в течение которого коэффициент усиления в активной среде достигает своего порогового значения в лазерном резонаторе. Частотно-селективный лазерный резонатор состоял из медного сферического зеркала и дифракционной решетки (200 штр./мм), работавшей в режиме автоколлимации. Для колебательных переходов $27 \rightarrow 25$, $31 \rightarrow 29$ и $35 \rightarrow 33$ пороговый коэффициент усиления в таком резонаторе составлял 0.06, 0.07 и 0.08 м^{-1} соответственно.

На рис.4 представлены зависимости времени задержки начала генерации лазерного излучения от плотности газовой смеси, измеренные для смесей СО:Не = 1:4 (обычная смесь для ЭИ СО-лазера [9–11, 19]) и СО:Не = 1:7 (обычная смесь для сверхзвукового ВЧ СО-лазера) при начальной температуре газа 100 К. Уменьшение плотности газа приводило к увеличению времени задержки, причем оно резко возрастало при плотности газа менее 0.06 Амага (1 Амага – плотность газа при нормальных условиях). При такой плотности газа столкновительное уширение линий усиления становится меньше доплеровского уширения, при котором коэффициент усиления изменяется пропорционально давлению (плотности) газа. Следует отметить, что в активной среде сверхзвукового СО-лазера максимальная плотность газа составляла ~ 0.03 Амага (9 Тор при температуре газа ~ 100 К), что соответствует доплеровскому уширению линий усиления.

Таким образом, при уменьшении плотности газовой смеси снижается скорость VV-обмена, а при плотности менее 0.06 Амага, кроме того, уменьшается коэффициент усиления, что приводит к резкому увеличению временного интервала, необходимого для достижения порогового коэффициента усиления. Например, для смеси СО:Не = 1:7 при плотности газа 0.048 Амага (~ 13 Тор при 100 К) время задержки на переходе $35 \rightarrow 33$ достигало ~ 900 мкс. В сверхзвуковом СО-лазере время пролета газа от сопла до самого дальнего лазерного резонатора составляло ~ 400 мкс. И хотя за этот период коэффициент усиления, по-видимому, успевает достигнуть своего порогового значения на низколежащих обертоновых переходах, этого времени оказывается недостаточно для осуществления генерации излучения на высокорасположенных переходах.

Чтобы определить условия, при которых возможна генерация излучения на высокорасположенных обертоновых переходах, была исследована временная динамика коэффициента усиления в активной среде импульсного СО-лазера. Коэффициент усиления измерялся в схеме

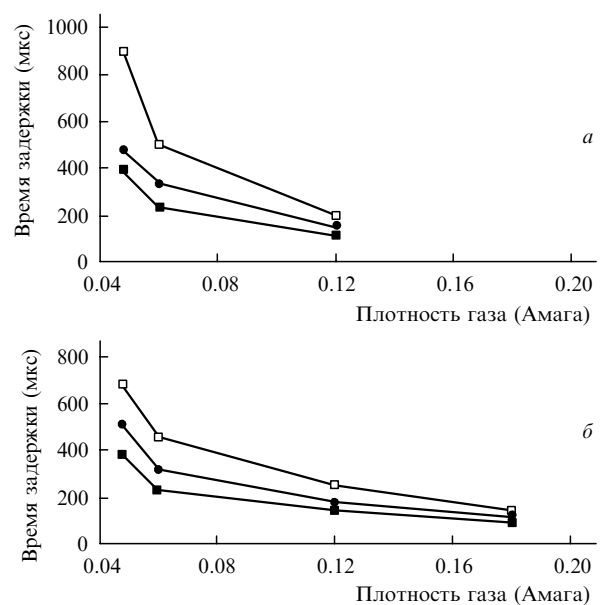


Рис.4. Временная задержка возникновения генерации излучения на обертоновых переходах $27 \rightarrow 25$ (■), $31 \rightarrow 29$ (●) и $35 \rightarrow 33$ (□) в зависимости от плотности газовых смесей СО:Не = 1:7 (а) и СО:Не = 1:4 (б) при удельном энерговкладе $\sim 250 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{Амага}^{-1}$.

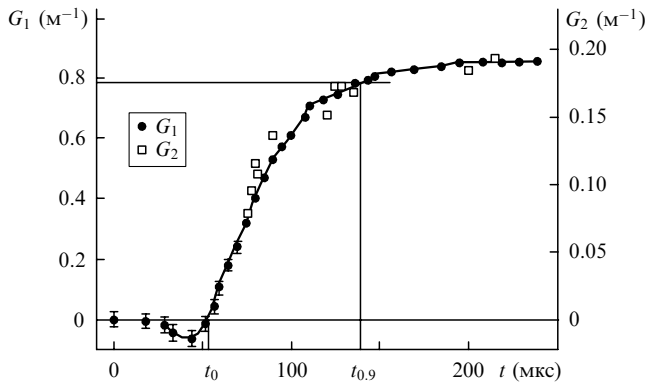


Рис.5. Временная динамика коэффициентов усиления G_1 и G_2 для перехода $20 \rightarrow 19P(14)$ и обертонового перехода $20 \rightarrow 18P(12)$ при удельном энергокладе $300 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{Амага}^{-1}$ и плотности 0.15 Амага (смесь $\text{CO}:\text{He} = 1:4$); моменты времени t_0 и $t_{0.9}$ соответствуют переходу $20 \rightarrow 19P(14)$.

задающий генератор – усилитель и методом калиброванных потерь. Описание оптической схемы экспериментов и методик измерений приведено в работах [19, 22]. На рис.5 представлена временная динамика коэффициента усиления, измеренная на основном ($20 \rightarrow 19P(14)$) и обертоновом ($20 \rightarrow 18P(12)$) [19] переходах с одним и тем же верхним колебательным уровнем. Временную динамику усиления в среде можно охарактеризовать, определив t_0 – момент изменения знака коэффициента усиления (появления инверсной населенности) и $t_{0.9}$ – момент достижения коэффициентом усиления уровня 0.9 от своего максимума. Эти моменты времени показаны на рис.5 для динамики коэффициента усиления на основном переходе $20 \rightarrow 19P(14)$. Несмотря на различие в максимальных значениях усиления для основного и обертонового переходов (масштабы по осям G_1 и G_2 на рис.5 различаются в 4.5 раза), времена $t_{0.9}$ для них практически совпадают. Такое совпадение объясняется тем, что временная динамика усиления на колебательных переходах молекулы СО определяется процессами формирования в активной среде колебательной функции распределения [20, 21]. В частности, теоретический анализ, проведенный в работе [23], указывает на то, что характерные времена t_0 и $t_{0.9}$ для обертоновых переходов должны быть близкими к соответствующим значениям для основных переходов.

Влияние плотности газовой смеси на динамику усиления исследовалось нами для основного колебательного перехода $19 \rightarrow 18P(11)$. На рис.6 представлены за-

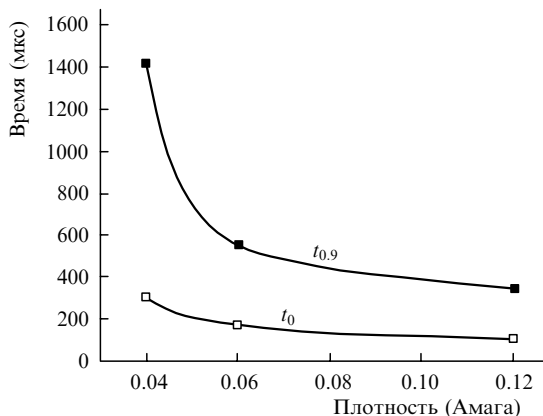


Рис.6. Зависимости t_0 и $t_{0.9}$ для перехода $19 \rightarrow 18P(11)$ от плотности газовой смеси $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ при энергокладе $150 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{Амага}^{-1}$.

висимости t_0 и $t_{0.9}$ от плотности газовой смеси $\text{CO}:\text{He} = 1:4$ при одинаковом удельном энергокладе $150 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{Амага}^{-1}$. При увеличении плотности газовой смеси от 0.04 до 0.12 Амага времена t_0 и $t_{0.9}$ уменьшались от 300 до 100 мкс и от 1400 до 400 мкс соответственно, т. е. почти обратно пропорционально плотности газа. Эти результаты демонстрируют, что скорость процессов формирования колебательной функции распределения существенно зависит от плотности активной среды. Поэтому для осуществления генерации излучения на высокорасположенных обертоновых переходах в сверхзвуковом СО-лазере следует увеличивать либо плотность активной среды, либо время пролета газа от сверхзвукового сопла до лазерного резонатора.

При увеличении плотности газа увеличивается скорость VV -обмена и сокращается время, необходимое для достижения порогового коэффициента усиления в активной среде СО-лазера. Однако если в дозвуковой части газодинамического тракта плотность газа начинает превышать 0.4 Амага ($\sim 300 \text{ Тор}$ при нормальных условиях), возникает проблема возбуждения газа, связанная с нестабильностью самостоятельного ВЧ разряда. Поэтому при плотности газа более 0.4 Амага активная среда должна возбуждаться несамостоятельным разрядом. Например, в работах [18, 24 – 28] для возбуждения газа применялся несамостоятельный ЭИ разряд в сверхзвуковом потоке с плотностью газа, достигавшей $\sim 1 \text{ Амага}$ (200 Тор при 80 К) [28].

При возбуждении самостоятельным разрядом генерация излучения на высокорасположенных обертоновых переходах в сверхзвуковом СО-лазере возможна благодаря увеличению времени пролета газа от сопла до лазерного резонатора. Увеличить время пролета можно двумя способами: удливив сверхзвуковую часть газодинамического тракта или уменьшив скорость сверхзвукового потока (число Маха). Однако удлинение газодинамического тракта приводит к росту толщины пограничного слоя, причем поглощение излучения молекулами недостаточно возбужденного газа в таком слое может оказаться сравнимым с усилением в лазерной среде. При уменьшении числа Маха, например путем изменения профиля сверхзвукового сопла, увеличивается не только время пролета газа до лазерного резонатора, но и плотность и температура газа в сверхзвуковом потоке. Чтобы сохранить температуру газа в сверхзвуковом потоке на уровне $\sim 100 \text{ К}$, нужно охладить газ в дозвуковой части газодинамического тракта.

Таким образом, моделирование рабочих условий сверхзвукового СО-лазера на импульсной лазерной установке позволило определить пути совершенствования его конструкции для осуществления генерации лазерного излучения на высокорасположенных обертоновых переходах молекулы СО.

4. Заключение

Проведенные эксперименты продемонстрировали, что при возбуждении среды ВЧ разрядом в дозвуковом потоке газа с последующим охлаждением лазерной среды в сверхзвуковом потоке выходная мощность и эффективность сверхзвукового СО-лазера, действующего в основной полосе, достигают 2.1 кВт и 20% соответственно. Впервые в таком лазере была получена генерация излучения на обертоновых переходах молекулы СО, мощность

которой достигала 50 Вт. Для изучения влияния параметров среды на процессы формирования в ней инверсной населенности, были проведены модельные эксперименты на импульсной лазерной ЭИ СО-установке. Результаты этих экспериментов продемонстрировали, что время пролета газа в сверхзвуковом потоке до лазерного резонатора недостаточно велико для формирования инверсной населенности на высокорасположенных обертоновых переходах в сверхзвуковом СО-лазере. Определены пути совершенствования конструкции сверхзвукового СО лазера, которые позволят осуществить генерацию обертонового излучения в важном для целого ряда применений спектральном диапазоне 3–4 мкм.

- Patel C.K.N., Kerl R.J. *Appl. Phys. Lett.*, **13**, 81 (1964).
- Соболев Н.Н., Соковиков В.В. *УФН*, **110**, 191 (1973).
- Ионин А.А. *Квантовая электроника*, **20**, 113 (1993).
- McCord J.E., Miller H.C., Lampson A.I., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1602 (1999).
- McCord J.E., Ionin A.A., Phipps S.P., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 1041 (2000).
- Yardley J. *J. Mol. Spectr.*, **35**, 314 (1970).
- Bergman R.C., Rich J.W. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 597 (1977).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А. и др. *Квантовая электроника*, **5**, 1855 (1978).
- Basov N.G., Hager G.D., Ionin A.A., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**, 810 (2000).
- Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 771 (2000).
- Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 859 (2000).
- Zeyfang E., Mayerhofwer W., Walther S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 230 (2001).
- Bohn W.L., Eckel H. -A., Riede W., Walther S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4760**, 486 (2002).
- Von Bülow H., Zeyfang E. *Rev. Sci. Instr.*, **64**, 1764 (1993).
- Von Bülow H., Shellhorn M. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 287 (1993).
- Shellhorn M., von Bülow H. *Opt. Lett.*, **20**, 1380 (1995).
- McCord J.E., Tate R., Hager G.D., et al. *Proc. Int. Conf. LASERS 2000* (McLean, VA: STS Press, 2001).
- Бородин А.М., Гурашвили В.А., Кузьмин В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 315 (1996).
- Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 404 (2002).
- Treanor C.E., Rich J.W., Rehm R.G. *J. Chem. Phys.*, **48**, 1798 (1968).
- Rich J.W. *J. Appl. Phys.*, **42**, 2719 (1971).
- Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 1107 (2005).
- Cacciatore M., Kurnosov, A. Napartovich A., Shnyrev S. *J. Phys. B: Atomic, Molec. Opt. Phys.*, **37**, 3379 (2004).
- Горшков И.И., Ионин А.А., Котков А.А. и др. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 5, 31 (1989).
- Ionin A.A., Kotkov A.A., Minkovsky M.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1397**, 453 (1990).
- Klosterman E.L., Byron S.R. *J. Appl. Phys.*, **50**, 5168 (1979).
- Mayerhofer W., Henning W., Novack R., Hugel H. *Proc. VI Int. Symp Gas Flow and Chemical Lasers* (Berlin, 1987, p. 237–243).
- Dymshits B.M., Ivanov G. V., Mescherskiy A. N., Kovsh I.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2206**, 109 (1994).