

# Двумерная модель активной среды быстропротекающего СО-лазера с учетом поуровневой колебательной кинетики

В.А.Гурашвили, Е.М.Занозина, И.В.Кочетов, А.К.Курносков, Д.И.Спицын

*Создана двумерная численная модель активной среды быстропротекающего электроионизационного СО-лазера, учитывающая последние достижения поуровневой колебательной кинетики. Эта модель включает в себя детальную кинетику и пространственное описание несамостоятельного разряда в газовом потоке. С использованием данной модели проведено сравнение основных характеристик двух схем работы проточного СО-лазера: с дозвуковой и сверхзвуковой скоростями потока рабочей смеси.*

**Ключевые слова:** СО-лазер, двумерная численная модель, несамостоятельный разряд, колебательная кинетика, баланс энергий.

## 1. Введение

Важное место среди газовых лазеров непрерывного действия занимает СО-лазер, теоретическому исследованию кинетических процессов в активной среде которого посвящено большое количество работ [1–4]. Первоначально развивались аналитические [5–7] и упрощенные [8] модели колебательной кинетики, которые позволяли проводить оценки характеристик СО-лазеров. С появлением высокопроизводительной вычислительной техники помимо аналитических моделей появились модели активной среды, позволяющие совместно решать одномерные уравнения газовой динамики, уравнения поуровневой колебательной кинетики и уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) [9, 10], а также рассчитывать интенсивности излучения в дифракционном приближении [11].

Необходимость в моделировании мощных газовых лазеров сохраняется до настоящего времени. Важной проблемой при этом является учет пространственных неоднородностей распределений плотностей мощности возбуждения и нагрева активной среды, возникающих вследствие неоднородной ионизации газа быстрыми электронами и краевых эффектов. Пространственные неоднородности разряда могут приводить к ухудшению качества лазерного излучения – характеристики, приоритетной при создании лазеров.

В настоящей работе описана двумерная модель, позволяющая учитывать пространственные неоднородности ионизации активной среды, электрического поля и газового потока. В модели содержится детальное описание колебательной кинетики, основанное на результатах полуклассических вычислений констант скорости различных процессов, в том числе и многоквантовых.

В.А.Гурашвили, Е.М.Занозина, И.В.Кочетов, А.К.Курносков, Д.И.Спицын. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушкиных, влад. 12; e-mail: kochet@triniti.ru

Поступила в редакцию 11 июля 2011 г., после доработки – 17 октября 2011 г.

## 2. Численная модель

За основу численной модели была взята развитая ранее двумерная модель, включающая в себя газодинамические уравнения в струйном приближении, уравнения электродинамики, уравнения для концентрации электронов и уравнения колебательной кинетики в приближении аналитической теории [12, 13]. В новую модель добавлены уравнение Больцмана для ФРЭЭ в двучленном приближении с учетом столкновений электронов с колебательно-возбужденными молекулами и уравнения поуровневой колебательной кинетики. Данная модель позволяет наиболее полно описывать процессы набора и релаксации колебательной энергии при любых степенях возбуждения, в том числе на высоких колебательных уровнях.

Для расчета скорости ионизации активной среды СО-лазера пучком быстрых электронов использовался метод Монте-Карло в приближении «укрупненных столкнове-

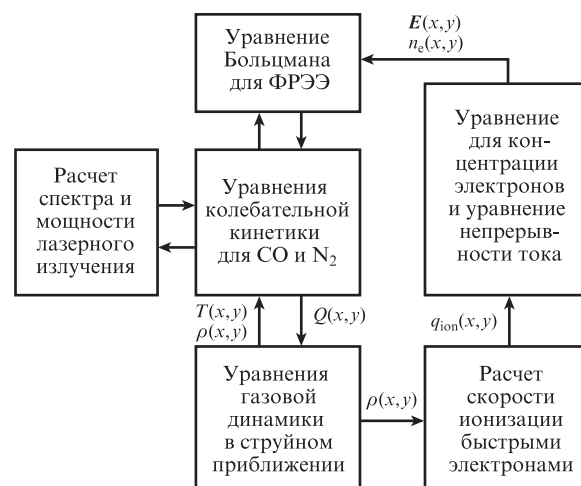


Рис.1. Блок-схема двумерной численной модели активной среды быстропротекающего СО-лазера:

$E(x, y)$  – напряженность поля;  $n_e(x, y)$  – концентрация электронов;  $T(x, y)$  – поступательная температура газа;  $\rho(x, y)$  – плотность смеси;  $Q(x, y)$  – удельная мощность нагрева газа;  $q_{ion}(x, y)$  – скорость ионизации активной среды.

ний» [14, 15], позволяющий корректно учесть конструктивные особенности газоразрядной камеры (ГРК) и пространственную неоднородность распределения плотности тока электронного пучка.

Созданная модель включает в себя несколько расчетных блоков, описывающих различные физические процессы. Уравнения, входящие в эти блоки, решаются последовательно, а значения параметров передаются между ними. Блок-схема численной модели представлена на рис. 1.

### 2.1. Расчет газовой динамики в струйном приближении

Рассматривалось стационарное течение газовой смеси в разрядной камере, сечение которой может изменяться вдоль потока. Весь поток разбивался по высоте на одномерные струи, такие, что в поперечном сечении отдельной струи параметры потока не менялись и скорость потока в струе имела фиксированное направление.

В уравнениях газовой динамики наряду с нагревом за счет диссипации колебательной энергии учитывался прямой нагрев газа в разряде, обусловленный наличием упругих потерь при столкновении электронов с тяжелыми частицами и возбуждением вращательных уровней, энергия которых быстро релаксирует в тепло. Результаты экспериментальных исследований доли мощности накачки, идущей на прямой нагрев в  $N_2$  и смесях  $CO-N_2$  в разряде, приводятся в большом количестве работ. Для азота экспериментально измеренная доля мощности, идущей на прямой нагрев, хорошо согласуется с расчетной [16]. Для смесей  $CO-N_2$  разброс данных разных авторов очень большой, и окончательной ясности в этом вопросе нет [16]. Определение доли мощности накачки, теряемой в таких смесях на прямой нагрев в несамостоятельном разряде, путем решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ [17] приводит к значениям, заметно заниженным по сравнению с результатами экспериментов [18–20]. Возможные причины этого анализировались в [16, 21]. В настоящей работе использовалась доля мощности накачки 15% (теряемая на прямой нагрев), которая близка к экспериментальным данным, полученным в условиях, типичных для работы электроионизационного  $CO$ -лазера [18–20]. Такой подход обеспечивает удовлетворительное согласие теории с экспериментом по энергетическим характеристикам  $CO$ -лазера и по начальной динамике роста коэффициента усиления слабого сигнала [22].

### 2.2. Уравнения колебательной кинетики

Численно решались уравнения поуровневой колебательной кинетики для молекул  $CO$  и  $N_2$ , которые можно упрощенно представить в виде

$$\frac{dN_v}{dx} V(x) = R_e + R_{VV} + R_{VV'} + R_{VT} + R_{sp} + R_{ind} + V(x) N_v \left( \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} \right). \quad (1)$$

Члены в правой части уравнений описывают изменение населенности  $N_v$  колебательного уровня с номером  $v$ , обусловленное следующими процессами: столкновениями молекул в различных колебательных состояниях с электронами плазмы (возбуждение и девозбуждение колебательных уровней) и друг с другом ( $VV$ -обмен), обменом

колебательной энергией между различными молекулами ( $VV'$ -обмен), переходом колебательной энергии в поступательную при столкновениях с атомами и молекулами ( $VT$ -релаксация), спонтанным и вынужденным излучением, а также изменением давления  $p$  и температуры  $T$  в потоке газа;  $V(x)$  – скорость потока газа.

При описании колебательного энергообмена между молекулами  $CO$  использовался физически обоснованный и наиболее полный на сегодняшний день набор констант скоростей  $VV$ -обмена, включающий в себя константы скоростей как одноквантовых, так и многоквантовых процессов. Роль последних становится существенной для высоких колебательных уровней [23], что особенно важно для моделирования характеристик активной среды  $CO$ -лазера в отсутствие излучения и при генерации на переходах первого колебательного обертона молекулы  $CO$  [22]. Константы скоростей процессов одноквантового  $VV$ -обмена между молекулами  $N_2$ , молекулами  $CO$  и  $N_2$  выбирались в соответствии с работой [24]. Константы скоростей несимметричного  $VV$ -обмена (двух квантов на один) между высоковозбужденными и невозбужденными молекулами  $CO$  взяты из [23], а для процессов несимметричного  $VV$ -обмена между молекулами  $CO$  и  $N_2$  – из [24].

### 2.3. Уравнение Больцмана для ФРЭЭ

При решении стационарного уравнения Больцмана для сферически симметричной составляющей ФРЭЭ в двучленном приближении [25, 26] учитывалось возбуждение вращательных уровней молекул  $N_2$  и  $CO$  в диффузионном приближении [16]. Сечения рассеяния электронов на невозбужденных молекулах  $CO$  взяты из работ [27–29], а на молекулах  $N_2$  – из [30]. Сечения резонансной части колебательного возбуждения молекулы  $CO$  из основного состояния, взятые из [29], увеличены в 1.3 раза в соответствии с рекомендациями работ [28, 31]. Учитывались столкновения электронов с колебательно-возбужденными молекулами  $CO$ . Для определения сечений столкновений второго рода использовался принцип детального равновесия. Взаимодействие электронов с колебательно-возбужденными молекулами имеет различный характер в зависимости от номера уровня  $v$  [32]. Для  $v \leq 9$  рассеяние происходит главным образом через состояние короткоживущего отрицательного иона и обладает большим резонансным сечением. Для  $v > 9$  существенным становится потенциальное рассеяние, сечение которого монотонно растет с ростом номера уровня, достигая  $\sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup> для  $v \geq 30$  [33]. При столкновениях электронов с молекулами  $CO$  на высоких ( $v > 10$ ) колебательных уровнях учитывались процессы потенциального взаимодействия.

Численный алгоритм решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ описан в [34]. Дифференциальное уравнение заменялось конечной разностной схемой, определенной на равномерной сетке по энергии. Полученная система линейных уравнений решалась методом прогонки с последующими итерациями для правых частей уравнений.

### 2.4. Уравнение для концентрации электронов и уравнение непрерывности тока

Распределения напряженности электрического поля  $E$  и плотности тока  $j$  разряда вычислялись в приближении квазинейтральной плазмы из уравнения  $\text{div } j = 0$  по разностной схеме при условии сохранения полного тока, где

$\mathbf{j} = |e| \mu_e n_e \mathbf{E}$ ;  $\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi$ ;  $e$  – заряд электрона;  $\mu_e$  и  $n_e$  – подвижность и концентрация электронов;  $\varphi$  – потенциал поля. Подвижности  $\mu_e$  находились по ФРЭЭ.

Уравнение баланса для концентрации электронов имеет вид

$$\rho v \frac{d}{dx} \left( \frac{n_e}{\rho} \right) = q(x, y) - \beta_e n_e^2, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность смеси;  $q(x, y)$  – распределение скорости рождения электрон-ионных пар в разрядном промежутке под действием внешнего источника, которое рассчитывается методом Монте-Карло [14, 15];  $\beta_e$  – коэффициент электрон-ионной рекомбинации. Значения  $\beta_e$  получены в результате аппроксимации экспериментальных данных, приведенных в работе [35].

### 2.5. Расчет мощности и спектра лазерного излучения

Для расчета многочастотного спектра излучения использовались следующие уравнения баланса для фотонов в резонаторе:

$$\frac{dI_{v,j}}{dt} = c(G_{v,j} - \Gamma)I_{v,j} + \frac{L\Omega}{4\pi} N_v A_v, \quad (3)$$

где  $I_{v,j}$  – интенсивность на данном колебательно-вращательном переходе;  $G_{v,j}$  – коэффициент усиления;  $j$  – номер вращательной компоненты Р-ветви;  $c$  – скорость света;  $L$  – длина резонатора;  $\Omega$  – апертура выходного зеркала;  $\Gamma$  – пороговый коэффициент усиления на данном переходе;  $A_v$  – коэффициент Эйнштейна на рассматриваемом переходе. Уравнения (3) интегрировались с использованием явно-неявной схемы [36] совместно с остальными уравнениями для активной среды. Из-за быстрого установления квазистационарного режима условие  $G_{v,j} = \Gamma$  выполнялось практически во всей области генерации, что указывает на применимость метода «постоянного усиления» для активной среды СО-лазера [37].

Данная методика включает в себя ряд существенных упрощений. Спектр генерации рассчитывается в каждой точке независимо, в то время как в реальном резонаторе обычно обеспечивается эффективное «перемешивание» излучения между различными областями потока газа. В рамках этого метода не учитывается также изменение интенсивности вдоль оси резонатора. Для верификации практической применимости метода в работе [37] было проведено сопоставление результатов, полученных с использованием как этого метода, так и более точного метода, основанного на решении системы параболических уравнений для поля в неустойчивом резонаторе. При этом в уравнении баланса фотонов пороговый коэффициент усиления рассчитывался по формуле

$$\Gamma = \frac{1}{2L_a} \left( 2 \ln \frac{1}{R_{\text{refl}}} \right) + \ln M_r, \quad (4)$$

где  $R_{\text{refl}}$  – эффективный коэффициент отражения зеркал;  $L_a$  – размер активной среды поперек потока;  $M_r$  – коэффициент увеличения цилиндрического резонатора. Для условий, характерных для быстропроточных СО-лазеров, было установлено, что мощности генерации, рассчитанные с по-

мощью обоих методов, совпадают с хорошей точностью [11, 37].

Спектр генерации, рассчитанный по формуле (3), содержит две-три вращательные компоненты Р-ветви на каждом колебательном переходе, тогда как в дифракционной модели каждому колебательному переходу соответствует лишь одна вращательная компонента. Однако, как следует из результатов расчетов, распределения мощности излучения по колебательным переходам, полученные с использованием обоих методов, весьма близки. При этом дифракционная модель дает те же номера вращательных компонент Р-ветви, что и метод «постоянного усиления» на оси резонатора.

### 3. Численная реализация модели

Созданная численная модель реализована на языке Фортран. В качестве нулевого приближения температура, скорость и плотность газа для каждой струи выбирались равными их значениям на входе в ГРК. Начальная концентрация электронов  $n_e$  принималась равной малой «фоновой концентрации». Полагалось, что на металлическом катоде потенциал  $\varphi = -U$  ( $U$  – напряжение, приложенное к разрядному промежутку), а на металлическом аноде  $\varphi = 0$ . Вдоль каждой струи задавались подвижности электронов, заранее вычисленные при решении уравнения Больцмана для ФРЭЭ, а также скорость ионизации молекул и атомов быстрыми электронами.

Система описанных выше уравнений решается итерационным методом. Основной цикл вычислений включает в себя расчет концентрации электронов, потенциала и напряженности поля, а также плотности тока разряда. Эллиптическое уравнение для потенциала аппроксимируется консервативной (сохраняющей полный ток) разностной схемой, построенной на ортогональной сетке. Уравнения поуровневой колебательной кинетики интегрируются методом Гира [38] вдоль каждой струи. Полученные в результате массивы значений мощности излучения, мощности нагрева, а также населенностей колебательных уровней передаются в основной цикл программы для следующей итерации.

Выход из итерационного цикла программы осуществляется по мере достижения сходимости значений температуры  $T(x, y)$  во всех узлах сетки с заданной точностью. Время, затрачиваемое на расчет одного цикла программы на персональном компьютере, зависит от количества струй и, например, для 10 струй составляло ~5 мин. Для достижения относительной точности  $10^{-3}$  требовалось около пяти итераций.

### 4. Результаты численного моделирования и их обсуждение

Созданная модель использовалась для сравнительного анализа двух схем электроионизационного СО-лазера: с дозвуковой [39] и сверхзвуковой [40] скоростями потока рабочей смеси. В дозвуковой схеме охлаждение рабочей смеси происходит в специальных холодильных установках до входа в ГРК, а в сверхзвуковой – при адиабатическом расширении смеси в сверхзвуковом сопле.

Расчет проводился для входных параметров, приведенных ниже. Данный выбор параметров обеспечивал примерно одинаковый удельный энерговклад для двух схем при заданном напряжении на разрядном промежут-

ке. Заметим, что для дозвукового СО-лазера энерговыход  $\sim 150$  Дж/г технически легко достижим, в то время как для сверхзвукового такие значения близки к предельным из-за необходимости обеспечения большой плотности тока пучка быстрых электронов. Для дозвукового СО-лазера задавалось раскрытие газодинамического тракта вдоль потока, что не позволяло потоку переходить в трансзвуковой режим при расчетных условиях. Изменение напряжения на разрядном промежутке приводило к изменению приведенной напряженности поля  $E/N$  ( $N$  – концентрация газа) в центре разряда от 5 до 15 Тд и росту удельного энерговыхода от 50 до 350 Дж/г.

Входные расчетные параметры

	Дозвуковой лазер	Сверхзвуковой лазер
Газовая смесь	CO:N <sub>2</sub> = 1:9	CO:N <sub>2</sub> = 1:9
Температура (К)	80	80
Давление (Тор)	45	45
Скорость газа (м/с)	90	640
Суммарный угол раскрытия сопла (град)	6	0
Плотность тока электронного пучка в устройстве ионизации (мкА/см <sup>2</sup> )	10	160

Результаты численного моделирования показали, что изменения температуры газа в ГРК вдоль потока мало различаются для обоих СО-лазеров, в то время как распределения плотности газа различны. На рис.2 представлено распределение плотности газа в зоне разряда. Видно,

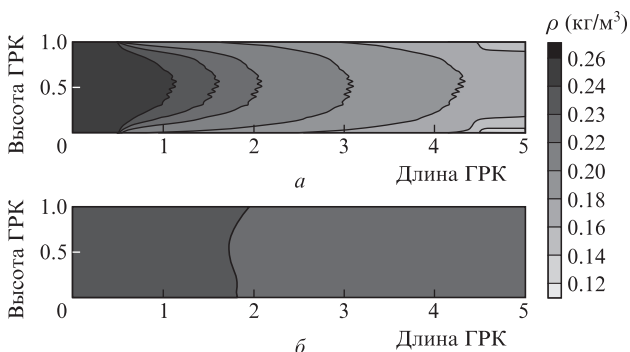


Рис.2. Распределение плотности газа в зоне разряда для дозвукового (а) и сверхзвукового (б) СО-лазеров. Высота и длина ГРК приведены в единицах высоты канала на входе в ГРК. Удельный энерговыход  $Q_{in} = 150$  Дж/г.

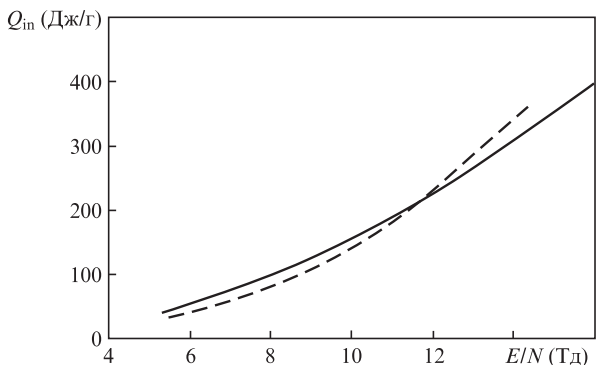


Рис.3. Зависимости удельного энерговыхода от  $E/N$  для сверхзвуковой (сплошная кривая) и дозвуковой (штриховая кривая) схем СО-лазера.

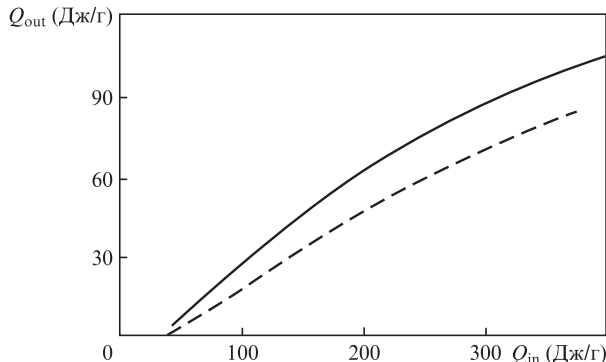


Рис.4. Зависимости удельного энерговыхода от удельного энерговыхода для сверхзвуковой (сплошная кривая) и дозвуковой (штриховая кривая) схем СО-лазера.

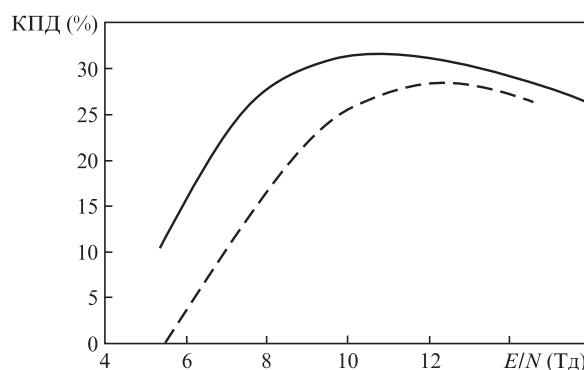


Рис.5. Зависимости КПД СО-лазера от  $E/N$  для сверхзвуковой (сплошная кривая) и дозвуковой (штриховая кривая) схем.

что в сверхзвуковом СО-лазере изменение плотности газа (при энерговыходе 150 Дж/г) не превышает 6%, в то время как в дозвуковом лазере (при том же энерговыходе) плотность газа уменьшается на 40%.

На рис.3 показана зависимость удельного энерговыхода от приведенной напряженности электрического поля для рассматриваемых схем СО-лазера. Удельный энерговыход растет квадратично с ростом  $E/N$ , практически независимо от выбора схемы. Для повышения удельного энерговыхода необходимы большие значения  $E/N$ , однако на практике рост  $E/N$  приводит к развитию неустойчивости разряда при  $E/N \geq 15$  Тд [41].

На рис.4 показана расчетная зависимость удельного энерговыхода от удельного энерговыхода для дозвукового и сверхзвукового СО-лазеров. При удельных энерговыходах, меньших 200 Дж/г, эта зависимость близка к линейной.

На рис.5 представлена зависимость КПД СО-лазеров от приведенного электрического поля  $E/N$ . Видно, что существует значение  $E/N$ , при котором КПД максимален. Для сверхзвуковой схемы максимальный КПД (32%) достигается при  $E/N = 11$  Тд, а для дозвуковой он несколько ниже и составляет 27% при  $E/N = 12.5$  Тд.

Для объяснения зависимости КПД от  $E/N$  необходимо проанализировать, что происходит с энергией, вложенной в колебательные уровни молекул к моменту их выхода из зоны разряда. На рис.6 приведены доли мощности накачки  $\kappa_i = W_i/W_{tot}$  ( $W_i$  – мощность, теряемая в  $i$ -м процессе, а  $W_{tot}$  – мощность разряда), идущей на индуцированное излучение молекул СО и теряемой в различных процессах: при выносе колебательно-возбужденных молекул СО и N<sub>2</sub> потоком газа, VV-обмене и спонтанном из-



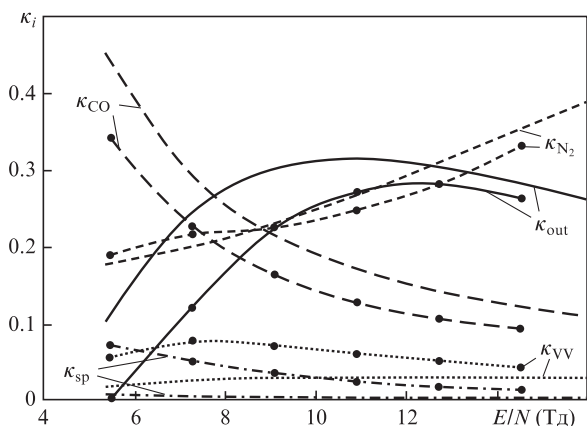


Рис.6. Баланс мощностей в активной среде на выходе из зоны разряда в зависимости от  $E/N$ :  $\kappa_{out}$ ,  $\kappa_{CO}$ ,  $\kappa_{N_2}$ ,  $\kappa_{VV}$ ,  $\kappa_{sp}$  – доли мощности накачки, идущей на излучение (КПД), выносимой потоком газа из зоны генерации в виде остаточного запаса колебательных квантов молекул СО и  $N_2$ , идущей в тепло при VV-обмене и теряемой на спонтанное излучение соответственно. Кривые с точками – результаты расчета для дозвукового СО-лазера, кривые без точек – для сверхзвукового.

лучении. Заметим, что на рис.6 не приведена доля мощности, идущая на прямой нагрев (15%).

Прохождение зависимостей на рис.5 через максимумы обусловлено увеличением доли мощности разряда, вкладываемой в колебательные уровни молекул  $N_2$ , с ростом  $E/N$ , а также увеличением запаса колебательной энергии молекул  $N_2$  и СО вследствие роста поступательной темпе-

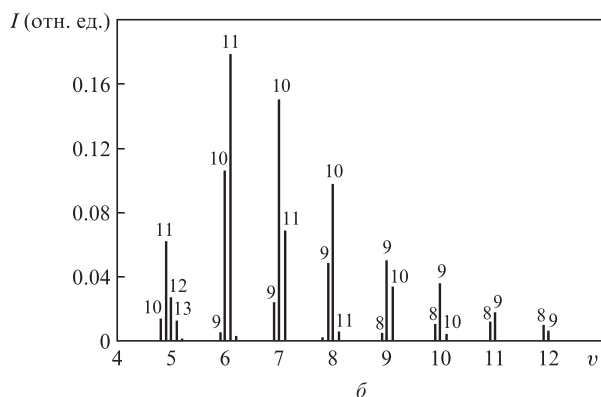
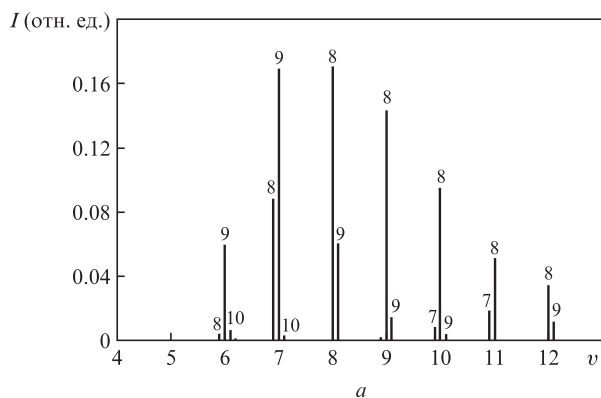


Рис.7. Колебательно-вращательный спектр излучения дозвукового (а) и сверхзвукового (б) СО-лазеров. Числа над линиями – номер  $j$  вращательных компонент Р-ветви,  $v$  – номер верхнего колебательного уровня соответствующего перехода,  $I$  – интенсивность выходного излучения,  $Q_{in} = 150$  Дж/г.

ратуры газа. Как следствие, увеличивается доля энергии, выносимой потоком газа из зоны генерации ( $\kappa_{N_2} + \kappa_{CO}$ ).

При сравнении результатов расчета КПД для двух рассматриваемых СО-лазеров уменьшение КПД для дозвукового лазера объясняется большими потерями энергии при VV-обмене и на спонтанное излучение, что связано с большим временем пребывания рабочего газа в ГРК. Заметим, что доля энергии, идущая в тепло за счет VT-релаксации, не превышала тысячных долей процента от вложенной энергии для обеих схем (для выбранного состава смеси).

При расчетах спектра генерации в каждой расчетной точке апертуры номер вращательной компоненты Р-ветви  $j$  соответствовал максимальному коэффициенту усиления. Поэтому значения  $j$  менялись вдоль каждой струи независимо. Далее выполнялось суммирование (по струям) интенсивностей излучения на каждом колебательно-вращательном переходе. На рис.7 приведены рассчитанные таким образом колебательно-вращательные спектры для обеих схем СО-лазеров при одной и той же удельной энергии возбуждения. Спектр генерации для дозвуковой схемы смещен в длинноволновую область из-за существенно меньшей мощности разряда.

### 5. Заключение

Созданная двумерная численная модель активной среды СО-лазера позволяет рассчитать пространственные неоднородности распределений плотностей мощности накачки и лазерного излучения, коэффициентов усиления слабого сигнала, мощности релаксационных потерь в активной среде и параметров потока. В модели использовано наиболее полное на сегодняшний день описание процессов энергообмена в активной среде.

Сравнение распределений плотности газа для двух схем СО-лазера при расчетных условиях показало, что в сверхзвуковом СО-лазере изменение плотности вдоль потока в 6.5 раз меньше, чем в дозвуковом. КПД СО-лазера со сверхзвуковой скоростью прокачки газа немного выше, чем с дозвуковой. Для условий расчета коротковолновый край спектра излучения сверхзвукового СО-лазера соответствует меньшему номеру колебательного перехода, чем в случае дозвукового лазера.

1. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Ступоченко Е.В., Шелепин Л.А. *УФН*, **108**, 655 (1972).
2. Бубякин Г.Б., Елецкий А.В., Популовский В.Ф. *УФН*, **106**, 723 (1972).
3. Соболев Н.Н., Соковиков В.В. *УФН*, **110**, 191 (1973).
4. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. *Препринт ИАЭ № 2821* (М., 1977).
5. Жданок С.А., Напартович А.П., Старостин А.Н. *ЖЭТФ*, **76**, 130 (1979).
6. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
7. Напартович А.П., Новобранцев И.В., Старостин А.Н. *Квантовая электроника*, **4**, 2125 (1977).
8. Бердышев А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. *Химическая физика*, **7**, 470 (1988).
9. Гурашвили В.А., Демьянов А.В., Жданок С.А. и др. *Инженерно-физический журн.*, **55**, 37 (1988).
10. Арасланов Ш.Ф., Сафиуллин Р.К. *Квантовая электроника*, **31**, 697 (2001).
11. Елкин Н.Н., Кочетов И.В., Курносов А.К., Напартович А.П. *Препринт ИАЭ-5274/11* (М., 1990).
12. Napartovich A.P., in *Gas Lasers – Recent Developments and Future Prospects (Nato ASI Series)* (Dordrecht–Boston–London: Kluwer Acad. Publ., 1995, vol. 10, p. 11).

13. Napartovich A.P., Gurashvili V.A., Kochetov I.V., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2702**, 420 (1996).
14. Дятко Н.А., Занозина Е.М., Кочетов И.В., Спицын Д.И. *Препринт ТРИНИТИ № 146* (Троицк, 2011).
15. Гурашвили В.А., Джигайло И.Д., Дятко Н.А. и др. *Физика плазмы*, **38**, 52 (2012).
16. Дерюгин А.А., Кочетов И.В., Лобойко А.И. и др. *Физика плазмы*, **14**, 340 (1988).
17. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Марченко В.С., Певгов В.Г. *Квантовая электроника*, **4**, 1359 (1977).
18. Басов Н.Г., Долинина В.И., Зворыкина В.Д. и др. *Препринт ФИАН № 292* (М., 1983).
19. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 1049 (1983).
20. Алиев Е.Т., Басов Н.Г., Ковш И.Б. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 874 (1984).
21. Конев Ю.Б., Курносов А.К. *ТВТ*, **26**, 651 (1988).
22. Ionin A.A., Kurmosov A.K., Napartovich A.P., Seleznev L.V. *Laser Phys.*, **20**, 144 (2010).
23. Billing G.D., Coletti C., Kurmosov A.K., Napartovich A.P. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **36**, 1175 (2003).
24. Sacciatore M., Kurmosov A.K., Napartovich A.P., Shnyrev S. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **37**, 3379 (2004).
25. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.Н., Таран М.Д. *Препринт ИАЭ-3842/12* (М., 1983).
26. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. *Физика плазмы*, **18**, 888 (1992).
27. Land J.E. *J. Appl. Phys.*, **49**, 5716 (1978).
28. Haddad G.N., Milloy H.B. *Aust. J. Phys.*, **36**, 473 (1983).
29. Ehrhardt H., Langhans L., Linder F., Taylor H.S. *Phys. Rev.*, **173**, 222 (1968).
30. Phelps A.V., Pitchford L.C. *JILA Information Center Report № 26* (Boulder, Colorado, University of Colorado, 1985).
31. Александров Н.Л., Кочетов И.В., Напартович А.П. *Химия высоких энергий*, **20**, 291 (1986).
32. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. *ЖТФ*, **49**, 1200 (1979).
33. Hake R.D., Phelps A.V. *Phys. Rev.*, **158**, 70 (1967).
34. Lacina W.B. *Theoretical Modeling of Molecular and Electron Kinetic Processes* (California, NRTC79-7R, 1979).
35. Белоусов Д.В., Головин А.С., Гурашвили В.А. и др. *Препринт ИАЭ-5093/17* (М., 1990).
36. Кочетов И.В., Курносов А.К., Лобойко А.И. и др. *Препринт ИАЭ-4014/12* (М., 1984).
37. Elkin N.N., Kochetov I.V., Kurmosov A.K., Napartovich A.P. *J. Rus. Laser Res.*, **13**, 46 (1992).
38. Gear C.W. *Commun. Ass. Comput. Math.*, **14**, 185 (1971).
39. Головин А.С., Гурашвили В.А., Кочетов И.В. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 405 (1996).
40. Бородин А.М., Гурашвили В.А., Кузьмин В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 315 (1996).
41. Головин А.С., Гурашвили В.А., Кочетов И.В. и др. *ТВТ*, **24**, 852 (1986).