

# Теоретическая модель СО-лазера с накачкой высокочастотным разрядом

И.В.Кочетов, А.П.Напартович, С.А.Старостин

*Описана теоретическая модель СО-лазера с накачкой ВЧ разрядом. Модель состоит из блока для расчета пространственных характеристик емкостного ВЧ разряда вдоль межэлектродного расстояния и распределения поступательной температуры газа, а также блока, содержащего уравнения колебательной кинетики и условие стационарной генерации в резонаторе. С использованием этой модели рассчитаны энергетические и спектральные характеристики СО-лазера в стационарном режиме для разных температур стенок и двух вариантов пространственного распределения интенсивности. Приведено сопоставление с имеющимися в литературе экспериментальными данными.*

**Ключевые слова:** СО-лазер, щелевой лазер, высокочастотный разряд.

## 1. Введение

В последнее время достигнут значительный прогресс в создании капиллярных и щелевых СО<sub>2</sub>- и СО-лазеров, возбуждаемых емкостным поперечным высокочастотным (ВЧ) разрядом (диапазон частот 1–100 МГц). В этих лазерах газовая смесь охлаждается с помощью электродов, к которым прикладывается возбуждающее ВЧ напряжение (см., напр., [1–3]). ВЧ разряд обладает рядом преимуществ по сравнению с разрядом постоянного тока (РПТ). К ним прежде всего относятся меньшее напряжение источников питания, большая энергетическая эффективность, простота модуляции и возможность управления выходной мощностью лазеров. ВЧ разряд позволяет возбуждать достаточно большие объемы активной среды (для планарной геометрии) без использования источников внешней ионизации и оказывается более устойчивым по сравнению с РПТ. Дело в том, что для обеспечения протекания тока через разрядный промежуток в ВЧ разряде не требуется формирования катодного слоя, обеспечивающего замыкание тока на электрод. В ВЧ разряде катод и анод меняются местами в зависимости от фазы поля, замыкание тока вблизи электрода, который в данный момент времени играет роль катода, обеспечивает ток смещения.

Экспериментально в щелевых СО-лазерах с ВЧ возбуждением активной среды получена мощность излучения около 1 кВт при криогенной температуре стенок и КПД, равном 25 % [3].

Ранее нами сообщалось о создании одномерной модели ВЧ разряда для щелевого СО<sub>2</sub>-лазера [4]. В [5] эта модель была использована для расчета вольт-мощностных характеристик ВЧ разряда в смесях, содержащих

СО. Сопоставление расчетной вольт-мощностной характеристики ВЧ разряда с измеренной в [6] показало их хорошее согласие. В работе [5] к модели ВЧ разряда был добавлен блок для расчета поуровневой колебательной кинетики молекул СО, что позволило рассчитывать спектр усиления слабого сигнала в щелевом СО-лазере с ВЧ возбуждением.

Целью нашей работы является последующее развитие одномерной модели щелевого СО-лазера с ВЧ возбуждением путем включения процессов вынужденного излучения, что дает возможность находить спектрально-мощностные характеристики лазера.

## 2. Теоретическая модель

Предполагалось, что разряд однороден вдоль электродов, так что достаточно найти пространственные профили величин по межэлектродному промежутку. В модели учитывался один сорт положительных ионов. Концентрацией отрицательных ионов пренебрегалось вследствие быстрого процесса разрушения ионов O<sup>-</sup> при столкновении с молекулами СО. Уравнение непрерывности для положительных ионов решалось совместно с уравнением непрерывности для концентрации электронов и уравнением Пуассона для электрического поля. Температура газа определялась из стационарного уравнения теплопроводности, в котором учитывался вынос энергии лазерным излучением. Поскольку в начале расчета мощность лазера неизвестна, то полный расчет проходил через ряд итераций. На первом шаге полагалось, что вся мощность разряда идет в тепло. Коэффициент теплопроводности газовой смеси вычислялся по коэффициентам теплопроводности отдельных компонентов с помощью процедуры, описанной в [7]. Коэффициенты теплопроводности отдельных компонентов и их зависимости от температуры брались из справочника [8].

Для определения средней энергии электронов  $\bar{\epsilon}$  решалось нестационарное уравнение для  $\bar{\epsilon}$  с учетом электронной теплопроводности. В каждый момент времени рассчитывалась энергия  $\bar{\epsilon}$  во всех точках межэлектродного

**И.В.Кочетов, А.П.Напартович.** ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: apn@triniti.ru  
**S.A.Starostin.** University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands

промежутка, по которой вычислялись константы ионизации, найденные заранее как функции  $\bar{\epsilon}$  путем численного решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям. Затабулированы были также коэффициенты переноса, которые использовались при решении нестационарного уравнения для средней энергии электронов и уравнений непрерывности.

Подобная модель применялась нами ранее при моделировании ВЧ разряда в смеси He – Ar – Xe [9]. Уравнения дополнялись соответствующими граничными и начальными условиями. Напряжение на разрядном промежутке находилось из условия заданной мощности ВЧ поля. При численном решении использовалась сетка с неравномерным шагом по пространству, уменьшающимся к электродам. Для типичного варианта расчета число шагов по пространству составляло около 100. Для выхода на установившееся решение требовалось просчитать несколько тысяч циклов ВЧ поля. Более подробное описание модели ВЧ разряда и численного алгоритма приведено в работе [4].

По полученным распределениям приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  (где  $N$  – плотность нейтральных частиц) и плотности мощности в разряде рассчитывалась доля мощности, идущая на возбуждение колебательных уровней молекул СО. Доля энергии электронов, идущая на возбуждение колебательных уровней, находилась из стационарного уравнения Больцмана для невозбужденного газа как функция  $E/N$ . В рассматриваемых условиях характерные времена колебательной кинетики много больше периода возбуждающего электрического поля, поэтому населенности колебательных уровней определяются усредненной по периоду возбуждающего поля мощностью, идущей на их возбуждение.

Пространственные распределения поступательной температуры газа и средней по периоду мощности, идущей на возбуждение колебательных уровней, использовались далее для нахождения стационарных локальных колебательных функций распределения (КФР) молекул СО в разных точках межэлектродного пространства. Оценки показывают, что диффузией колебательно-возбужденных молекул можно пренебречь. КФР находились путем решения стационарных уравнений колебательной кинетики молекул СО итерационным методом, описанным в [10]. Константы VV-обмена, VT-релаксации, коэффициенты Эйнштейна для отдельных переходов и столкновительного уширения линии взяты из работы [10].

При вычислении спектра мощности генерации считалось, что распределение интенсивности поля  $I_0(x)$  на выбранном колебательно-вращательном переходе  $v, j - 1 \rightarrow v - 1, j$  является заданной функцией координаты  $x$ . Конкретный вид  $I_0(x)$  определяется модовым составом излучения. В уравнения колебательной кинетики входят слагаемые типа  $[I_0/(hv_v)]I_0(x)g_{vj}(x)$ , где  $I_0/(hv_v)$  – полная интенсивность излучения на данном переходе;  $v_0$  – частота излучения;  $g_{vj}(x)$  – коэффициент усиления на этом переходе. Величина  $I_0/(hv_v)$  находилась из условия равенства усредненного по межэлектродному промежутку коэффициента усиления потерям резонатора  $\Gamma$ :

$$G_{vj} = \int_0^d I_0(x)g_{vj}(x)dx / \int_0^d I_0(x)dx = \Gamma, \quad (1)$$

где  $d$  – расстояние между электродами. В щелевой гео-

метрии обычно используется одномерный неустойчивый резонатор, в этом случае  $\Gamma = \ln M/(2L)$ , где  $M$  – увеличение резонатора;  $L$  – длина усиливающей среды.

При вычислении спектра свободной генерации нахождение коэффициентов  $I_0/(hv_v)$  начиналось с нижнего уровня  $v$ , для которого усредненный коэффициент усиления слабого сигнала  $G_{vj}^0$  превышал потери резонатора, при этом номер вращательного перехода находился из условия максимума  $G_{vj}^0$  по всем  $j$ . Процедура прекращалась для переходов с максимальным по  $j$  усредненным коэффициентом усиления слабого сигнала, равным потерям резонатора.

Интенсивность вышележащих переходов слабо влияет на интенсивность нижележащих переходов, тем не менее в программе предусмотрено проведение последующих итераций с целью повышения точности определения спектра свободной генерации. Для типичных условий максимальное относительное отличие по всем  $v$ , на которых идет генерация, усредненного коэффициента усиления от потерь резонатора составило 12 % на первой итерации и 2.5 % на второй. По суммарной мощности излучения находился КПД лазера. После этого заново проводился расчет ВЧ разряда с учетом выноса энергии лазерным излучением. Процедура продолжалась до достижения заданной точности при нахождении КПД.

### 3. Результаты и обсуждение

Численное моделирование проводилось для условий, соответствующих экспериментальной работе [3]: газовая смесь состава СО:He:Xe:O<sub>2</sub> = 24:71:4:1, давление 60 Тор, частота возбуждающего поля 90 МГц, расстояние между электродами 0.2 см, удельная мощность возбуждения 23 Вт/см<sup>3</sup>. В эксперименте использовалось криогенное охлаждение стенок, точных данных о температуре стенок  $T_w$  нет, поэтому моделирование проводилось для  $T_w = 80 - 130$  К.

При моделировании применялись распределения интенсивности генерации по апертуре двух видов:  $I_0(x) \sim 1/d$ , что приблизительно соответствует режиму многомодовой генерации и  $I_0(x) \sim (2/d)\sin^2(\pi x/d)$ , что отвечает генерации на основной волноводной моде. В реальной ситуации существует нагрев газа, который приводит к дефокусировке, и структура мод меняется. Для щелевого лазера на ИК переходах Хе задача о нахождении распределения интенсивности мод с учетом дефокусировки рассмотрена в работе [11]. В настоящей работе не ставилась задача определения модового состава излучения, и поэтому исследованы два модельных случая.

Вблизи стенок полная удельная мощность накачки мала и определяется нагревом ионов (кривая 1 на рис.1). По мере удаления от стенки мощность возбуждения колебательных уровней молекулы СО растет (кривая 2). Поступательная температура газа вблизи стенок еще невелика и мощность лазерного излучения из единицы объема увеличивается по мере удаления от стенки (кривые 3, 3'). В случае генерации на основной моде (кривая 3') малая интенсивность у стенки не может обеспечить съем энергии с колебательных уровней. В центре разряда из-за роста поступательной температуры газа заметно уменьшается эффективность съема энергии и возрастает мощность VT-релаксации (кривая 4). Потери энергии за счет VV-обмена и спонтанного излучения невелики и составляют в центре разряда 6 % и 1.6 % соответственно.

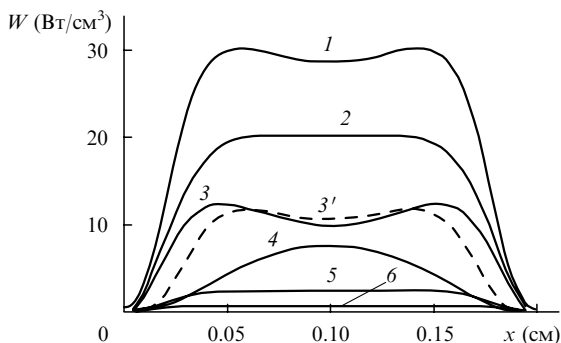


Рис.1. Распределения вдоль разрядного промежутка различных плотностей мощностей: полной, вкладываемой в разряд (1), идущей на возбуждение колебательных уровней молекул CO (2), лазерного излучения (3, 3'), выделяемой за счет VT-релаксации (4) и VV-обмена (5), а также плотности мощности спонтанного излучения (6) при многомодовой генерации (1-6) и генерации на основной моде (3');  $T_w = 100$  К.

Анализ результатов моделирования показал, что распределение температуры газа в разрядном промежутке близко к параболическому. В табл.1 приведены поступательные температуры газа в центре разряда при различных температурах стенок в отсутствие генерации, при многомодовой генерации и генерации на основной моде. Видно, что лазерное излучение при высоких КПД заметно уменьшает температуру в центре разряда.

Табл.1. Поступательные температуры газа  $T$  в центре разрядного промежутка для различных температур стенки  $T_w$ .

$T_w$ (К)	$T$ (К)		
	без генерации	многомодовая генерация	генерация на основной моде
80	311	224	240
100	322	255	264
120	333	299	325
130	338	322	-

На рис.2 приведены КФР молекул CO в разных точках разрядного промежутка в отсутствие генерации и при многомодовой генерации. Рост колебательной температуры нижних уровней молекул CO от стенки к центру разряда происходит за счет увеличения поступательной температуры газа и мощности возбуждения колебательных уровней. При включении генерации уменьшаются

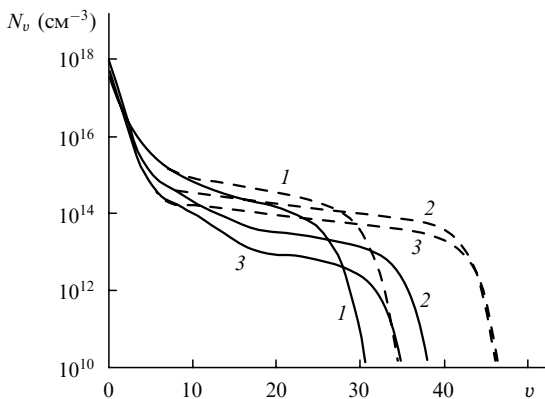


Рис.2. КФР молекул CO при  $x = 0.1$  (1), 0.013 (2) и 0.008 см (3) в случае многомодовой генерации (сплошные кривые) и в отсутствие генерации (штриховые кривые);  $T_w = 100$  К.

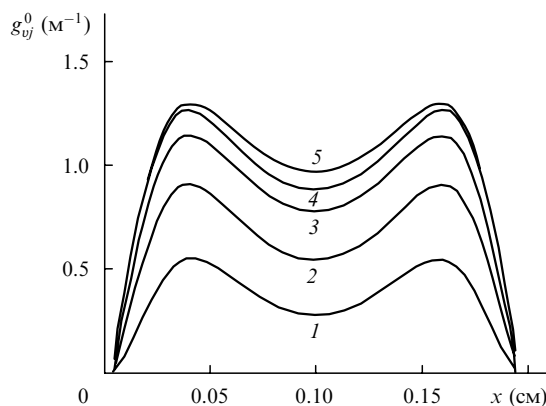


Рис.3. Распределения по межэлектродному промежутку коэффициента усиления слабого сигнала  $g_{vj}^0$  для колебательно-вращательных переходов 9P(15) (1), 10P(13) (2), 11P(12) (3), 12P(11) (4) и 13P(11) (5) при  $T_w = 100$  К.

населенности лишь на тех уровнях, номера которых выше номера, соответствующего нижней границе области, охваченной генерацией.

Уменьшение мощности возбуждения колебательных уровней вблизи стенок и существенное увеличение поступательной газовой температуры в центре разрядного промежутка приводят к заметному изменению коэффициента усиления на различных колебательно-вращательных переходах вдоль разрядного промежутка. На рис.3 показано распределение коэффициента усиления слабого сигнала  $g_{vj}^0$  по межэлектродному промежутку. Это распределение приведено для переходов 9P(15), 10P(13), 11P(12), 12P(11), 13P(11) (здесь запись  $vP(j)$  означает переход  $v, j - 1 \rightarrow v - 1, j$ ). Номера колебательных переходов взяты из условия превышения усредненного по пространству коэффициента усиления слабого сигнала над потерями резонатора:  $G_{vj}^0 > \Gamma$ . Номера вращательных переходов соответствуют максимальному по всем  $j$  для данного  $v$  коэффициенту усиления  $G_{vj}^0$ .

Возникновение генерации приводит к насыщению коэффициентов усиления. На рис.4 приведены распределения коэффициента усиления  $g_{vj}$  в случае многомодовой генерации. Переходы взяты те же, что и для рис.3. Коэффициент усиления для заданной интенсивности  $I_{vj}$  может быть пересчитан по коэффициенту усиления слабого сигнала  $g_{vj}^0$  и интенсивности насыщения  $I_{vj}^s$  по простой формуле:  $g_{vj} = g_{vj}^0 / (1 + I_{vj} / I_{vj}^s)$ . Если применить эту фор-

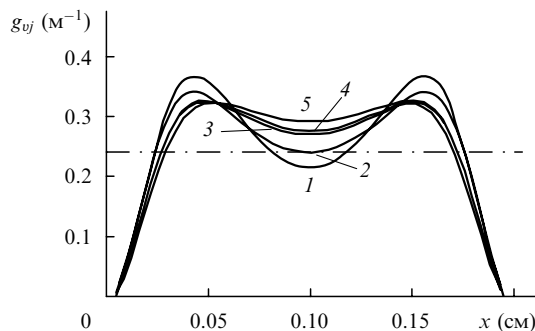


Рис.4. Распределения по межэлектродному промежутку коэффициента усиления  $g_{vj}$  для колебательно-вращательных переходов 9P(15) (1), 10P(13) (2), 11P(12) (3), 12P(11) (4) и 13P(11) (5) в случае многомодовой генерации при  $T_w = 100$  К. Штрих-пунктирная линия – потери резонатора.

мулу для центра промежутка, взяв  $g_{vj}$ ,  $g_{vj}^0$  и  $I_{vj}$  из численного расчета, то для условий рис.4, получим, что  $I_{vj}^s = 1030, 660, 430, 280$  и  $84$  Вт/см<sup>2</sup> для переходов  $9P(15)$ ,  $10P(13)$ ,  $11P(12)$ ,  $12P(11)$  и  $13P(11)$  соответственно. Это означает, что в СО-лазере интенсивность насыщения определяется не только константами элементарных процессов, но и уровнем возбуждения активной среды, что отмечалось ранее в работе [12].

Генерация в СО-лазере происходит одновременно на большом числе колебательно-вращательных переходов. В нашей модели исследуется генерация на многих колебательных переходах, но на каждом колебательном переходе в установившемся режиме рассматривается генерация на вращательном переходе, соответствующем максимальному по всем  $j$ , усредненному по разрядному промежутку коэффициенту усиления  $G_v$ . На рис.5 показаны зависимости от  $v$  усредненного по разрядному промежутку, максимального по  $j$  для данного  $v$  коэффициента усиления слабого сигнала  $G_v^0$ , а также коэффициента усиления  $G_v$  в случае многомодовой генерации. При наличии генерации номера вращательных переходов, соответствующие максимуму усиления, смещаются в сторону больших  $j$ , что связано уменьшением населенностей колебательных уровней (см. рис.2).

Изменение спектра удельной мощности излучения с увеличением температуры стенок  $T_w$  от 80 до 120 К показано на рис.6. При  $T_w = 120$  К нижний край спектра генерации смещается на один колебательный переход в сторону больших  $v$ , номера вращательных переходов также смещаются на одну-две единицы в сторону больших  $j$  по сравнению с  $T_w = 80$  К. В случае генерации на основной моде интенсивность генерации сосредоточена в центральной области разряда, где поступательная температура газа выше. Это приводит к увеличению  $j$  (ср. рис.6,з и б).

Зависимость КПД от температуры стенок  $T_w$  представлена на рис.7 (кривая 2). КПД падает с ростом  $T_w$  по закону, близкому к линейному. Такое поведение качественно согласуется с экспериментальными результатами работ [13, 14]. Для иллюстрации роли выноса энергии при нагреве газа на рис.7 приведен КПД, определяемый на первом шаге, когда считается, что вся мощность идет в тепло (кривая 1). Видно, что КПД без учета выноса энер-

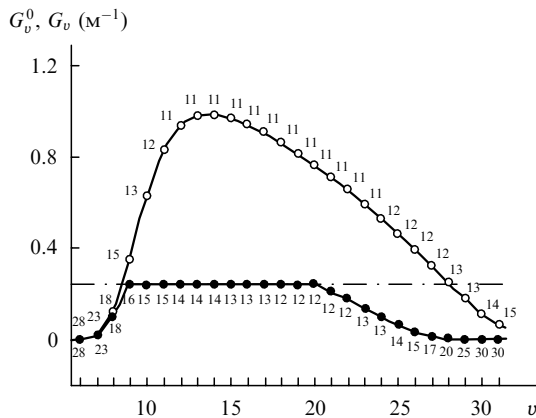


Рис.5. Максимальный по  $j$  усредненный коэффициент усиления слабого сигнала  $G_v^0$  (светлые точки) и максимальный по  $j$  усредненный коэффициент усиления  $G_v$  в режиме многомодовой генерации (темные точки) при  $T_w = 100$  К. Цифры у точек – значения  $j$ , для которых усиление максимально. Штрих-пунктирная линия – потери резонатора.

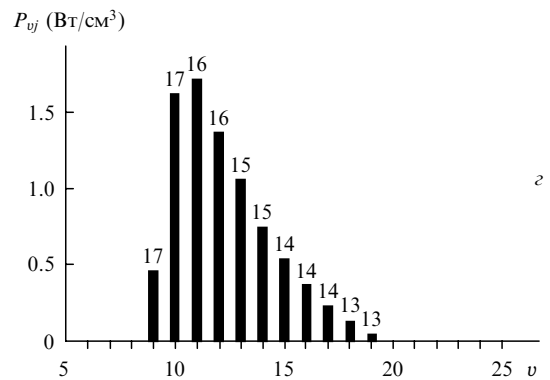
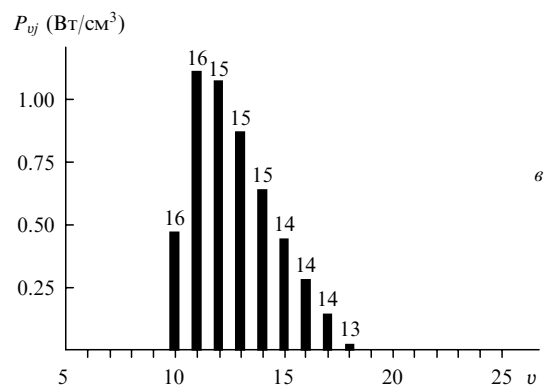
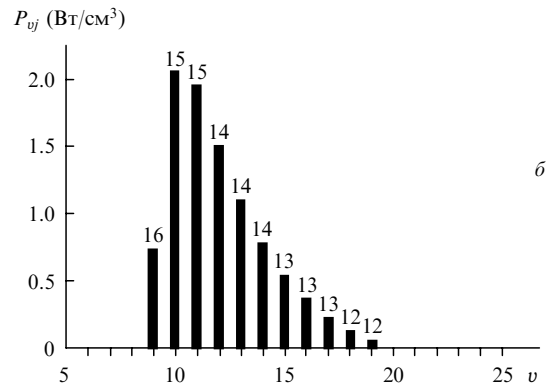
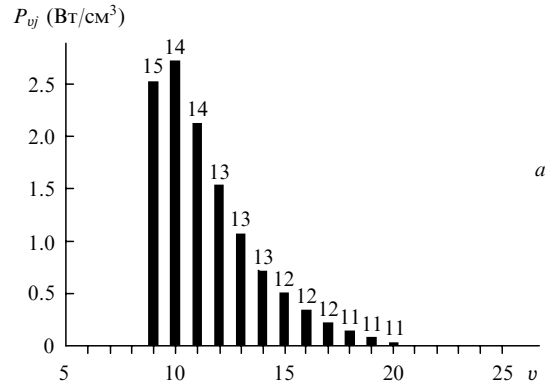


Рис.6. Спектры многомодовой генерации (а–в) и генерации на основной моде (з) при  $T_w = 80$  (а), 100 (б, з) и 120 К (в). Цифры над столбцами – значения  $j$ .

гии лазерным излучением существенно ниже реального КПД. При генерации на основной моде поле сосредоточено в центре разрядного промежутка, где поступательная температура газа выше, что приводит к уменьшению КПД (кривая 3). Аналогичное уменьшение КПД при переходе в одномодовый режим наблюдалось в работе [14].

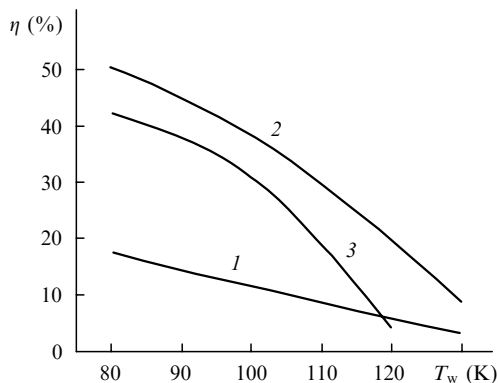


Рис.7. Зависимости КПД  $\eta$  от температуры стенок  $T_w$  в отсутствие уменьшения нагрева за счет генерации лазерного излучения (1), при многомодовой генерации (2) и при генерации на основной моде (3).

В [3] экспериментально получен КПД, равный 25 %, при криогенном охлаждении. Наши расчеты (для режима многомодовой генерации) показывают, что такой КПД реализуется при  $T_w = 115$  К (рис.7). В работе [3] температура стенок специально не измерялась, но значение 115 К кажется вполне правдоподобным для условий эксперимента [3].

КПД лазера  $\eta$  определяется произведением эффективности преобразования энергии, вкладываемой в разряд, в колебательную энергию  $\eta_v$  на эффективность преобразования колебательной энергии в лазерное излучение  $\eta_{pr}$ :  $\eta = \eta_v \eta_{pr}$ . Зависимость  $\eta_v$  и  $\eta_{pr}$  от температуры стенок  $T_w$  представлена на рис.8. Изменение  $T_w$  слабо влияет на эффективность  $\eta_v$ , но заметно снижает  $\eta_{pr}$  из-за уменьшения коэффициента усиления на колебательно-вращательных переходах. Переход от режима многомодовой генерации к режиму генерации на основной моде слабо влияет на  $\eta_v$ , но приводит к снижению  $\eta_{pr}$  (ср. кривые 2), т. к. при генерации на основной моде поле локализовано в центре разрядного промежутка, где температура выше.

#### 4. Заключение

Создана одномерная модель щелевого СО-лазера с ВЧ возбуждением. Она позволяет рассчитывать пространственную структуру емкостного ВЧ разряда, согласованную с распределением поступательной температуры газа, определяемым с учетом выноса энергии лазерным излучением. В предположении заданного профиля интенсивности лазерного излучения по межэлектродному промежутку находились энергетические и спектральные характеристики СО-лазера в стационарном режиме. Теоретически изучено влияние температуры стенок и модового состава излучения на мощность и спектр лазера. Модель предсказывает существенное влияние гене-

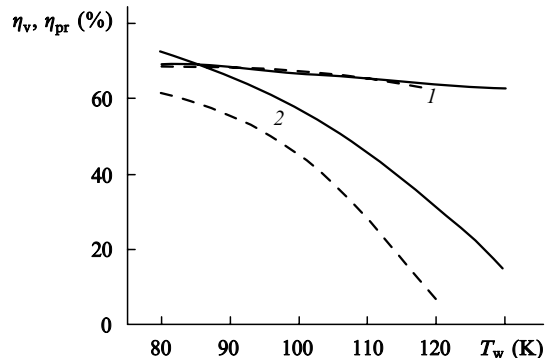


Рис.8. Зависимости КПД разряда  $\eta_v$  (1) и коэффициента преобразования колебательной энергии в лазерное излучение  $\eta_{pr}$  (2) от температуры стенок  $T_w$  при многомодовой генерации (сплошные кривые) и генерации на основной моде (штриховые кривые).

рации на температуру газа и характеристики разряда. Сопоставление результатов моделирования с имеющимися в литературе экспериментальными данными по измерению КПД [3] показало из разумное согласие.

Авторы благодарны А.А.Ионину за полезные обсуждения постановки задачи. Работа частично поддержана РФФИ (грант № 01-02-17136) и МНТЦ (проект № 2415P).

- Colley A.D., Villarreal F., Cameron A.A., Vitruk P.P., Baker H.J., Hall D.R. *NATO ASI Ser. 3: High Technology*, **10**, 89 (1995).
- Udalov Y.B., Tskhai S.N., Peters P.J.M., Witteman W.J., Kochetov I.V., Ochkin V.N. *NATO ASI Ser. 3: High Technology*, **10**, 73 (1995).
- Xin Jianguo, Zhang Wang, Jiao Wentao. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1369 (1999).
- Старостин С.А., Боллер К.Дж., Петерс Дж.М., Удалов Ю.Б., Кочетов И.В., Напартович А.П. *Физика плазмы*, **28**, 68 (2002).
- Ionin A.A., Klimachev Yu.M., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Sinitsyn D.V., Starostin S.A., Terekhov Yu.V. *Preprint FIAN № 53* (Moscow, 2001).
- Kunn V.V., Leont'ev V.G., Novgorodov M.Z., Ochkin V.N., Shishkanov E.P., Stepanov V.A. *Proc. XXII ICPIG* (Haboken, 1995, v. 3, p. 67).
- Wahid Syed M.S., Madhusudana C.V. *Intern. J. Heat Mass Transfer*, **43**, 4483 (2000).
- Физические величины. Справочник*. Под редакцией И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 338).
- Старостин С.А., Петерс П.Дж., Ван-дер Пул Г. и др. *Физика плазмы*, **27**, 458 (2001).
- Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. *Препринт ИАЭ-2821* (М., 1977).
- Blok F.J., Elkin N.N., Kochetov I.V., Napartovich A.P., Peters P.J.M., Starostin S.A., Troschieva V.N., Udalov Y.B., Witteman W.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1786 (1999).
- Напартович А.П., Новобранцев И.В., Старостин А.Н. *Квантовая электроника*, **4**, 2125 (1977).
- Zhao H., Baker H.J., Hall D.R. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 281 (1991).
- Colley A.D., Villarreal F., Baker H.J., Hall D.R. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2914 (1994).