

Численное моделирование СО-лазера, накачиваемого комбинированным разрядом среднего давления

В.В.Осипов, В.В.Лисенков, В.В.Платонов

Рассмотрена модель импульсного СО-лазера, накачиваемого комбинированным разрядом среднего давления при комнатной температуре. Рассчитаны оптимальные параметры активной среды (давление, удельный энерговклад, отношение E/p для различных смесей), при которых расчетный КПД для смеси состава СО:Не = 1:3 составил ~14%. Проанализировано влияние добавок азота и ксенона в рабочей смеси на выходные характеристики лазера.

Ключевые слова: импульсно-периодический СО-лазер, комбинированный разряд, численное моделирование.

1. Введение

Интерес к СО-лазерам обусловлен их высокими удельными энергетическими характеристиками, большим (~80%) квантовым КПД и почти в два раза меньшей длиной волны по сравнению с длиной волны СО₂-лазеров, получивших наибольшее применение в технологии. Сдерживающим широкое внедрение СО-лазеров фактором является необходимость работы при криогенной температуре. В этом случае достигнута эффективность 63% [1]. При комнатной температуре она падает более чем на порядок даже в наиболее благоприятных условиях, т.е. при накачке самостоятельным разрядом, управляемым электронным пучком [2].

Нам представляется, что эффективность СО-лазера, работающего при комнатной температуре, можно повысить, используя диапазон давлений $p \leq 100$ Тор, когда влияние столкновительного уширения спектральных линий не столь существенно, и длительность импульса накачки, обеспечивающую достаточно высокую населенность возбужденных колебательных уровней СО в сочетании с малым градиентом рабочего плато функции распределения.

По нашему мнению, наиболее полно удовлетворить вышеуказанным требованиям можно при возбуждении рабочей среды комбинированным разрядом среднего давления, сочетающим кратковременную стадию (~ 10^{-7} с) самостоятельного и длительную стадию (~ 10^{-4} с) самостоятельного разрядов. Основная доля энергии вводится на самостоятельной стадии разряда при оптимальной напряженности электрического поля. Наиболее полно достоинства данного подхода проявились при создании СО₂-лазера, в схеме возбуждения которого отсутствовали элементы, существенно ограничивающие разрядный ток [3]. Такой разряд обеспечивает накачку СО₂-лазера, по эффективности сравнимую с электроионизационным способом. Возбуждаемые этим разрядом ла-

зеры менее сложны и обладают рядом эксплуатационных преимуществ.

Исходя из вышесказанного, можно ожидать, что применение комбинированного разряда среднего давления позволит создать высокоэффективный ТЕ СО-лазер, работающий при комнатной температуре. Представляет интерес рассчитать характеристики СО-лазера, реализующиеся при таком способе возбуждения.

2. Описание модели

Динамика населенности колебательных уровней молекулы СО (учитывалось 36 уровней) в смесях СО–Не рассчитывалась с помощью системы кинетических уравнений, учитывающей обмен энергией между различными колебательными уровнями молекулы СО (VV-обмен), переход колебательной энергии в тепло в результате столкновений (VT-релаксация), возбуждение колебательных уровней электронным ударом, а также переходы, связанные с вынужденным излучением и поглощением. Распределение по вращательным подуровням предполагалось бальцовским. Подобная система уравнений приведена в работе [4]. Если анализировались смеси, содержащие азот, то добавлялось аналогичное уравнение для 1-го колебательного уровня молекулы N₂, а в уравнения для СО включались члены, учитывающие VV-обмен с N₂. Влияние более высоких колебательных уровней азота на кинетику среды не учитывалось из-за их малой населенности. Константы VV-обмена и VT-релаксации рассчитывались по методикам работ [4, 5]. Текущая температура газовой смеси, необходимая для вычисления указанных констант, определялась с помощью уравнения баланса температуры, аналогичного приведенному в работе [6]. Константы возбуждения электронным ударом рассчитывались с помощью уравнения Больцмана, вид и численная схема решения которого взяты из работы [7].

Для учета генерации в систему включались аналогичные приведенным в [4] балансные уравнения для фотонов, соответствующих колебательно-вращательным переходам, на которых реализуется коэффициент усиления больше порогового. Сечения вынужденного излучения и поглощения рассчитывались с помощью методики, изложенной в [8, 11].

3. Результаты расчетов

3.1. Расчет энергетических характеристик

Для определения корректности модели был проведен расчет характеристик электроионизационного лазера, работающего при комнатной температуре, применительно к условиям эксперимента [2]. Результаты расчетов зависимости КПД от удельной энергии накачки, а также расчетная форма импульса мощности излучения даны на рис.1. Видно неплохое совпадение расчетных и экспериментальных КПД для давлений $p = 0.4$ и 0.5 атм, а также форм импульсов излучения. Это позволяет надеяться на достоверность результатов расчетов при накачке комбинированным разрядом.

Одним из преимуществ комбинированного разряда является то, что основной энергетический вклад происходит при оптимальной для накачки лазера напряженности электрического поля. Для определения энергетического вклада были рассчитаны зависимости доли энергии разряда, приходящейся на колебательное возбуждение СО, от приведенной напряженности поля E/p для различных смесей (рис.2). Видно, что оптимальное значение E/p возрастает от 1.5 до 12 В·см⁻¹·Тор⁻¹ по мере увеличения доли СО в смеси от 10 до 100%. Однако для всех рассмотренных смесей оно лежит в области несамостоятельного разряда, поскольку при концентрациях электронов $n_e \sim 10^{11} - 10^{12}$ см⁻³, характерных для экспериментов работы [3], выполняются условия несамостоятельности разряда, т. е. рекомбинация преобладает над ионизацией:

$$K_{\text{ion}}N \ll n_e\beta, \quad (1)$$

где

$$K_{\text{ion}} = \sum_i \chi_i K_i \quad (2)$$

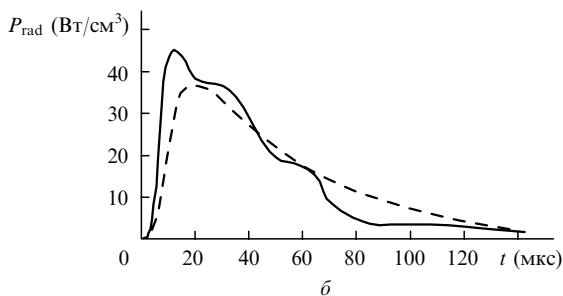
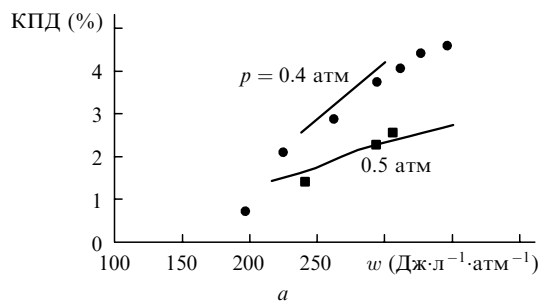


Рис.1. Зависимость КПД лазера с накачкой разрядом, управляемым электронным пучком, от удельного энергетического вклада w для двух давлений смеси состава СО:N₂:He = 1:6:7 (точки – эксперимент, сплошные линии – расчет) (а), а также форма импульса излучения для смеси того же состава при давлении $p = 0.4$ атм и $w = 275$ Дж·л⁻¹·атм⁻¹ (штриховая линия – эксперимент, сплошная – расчет).

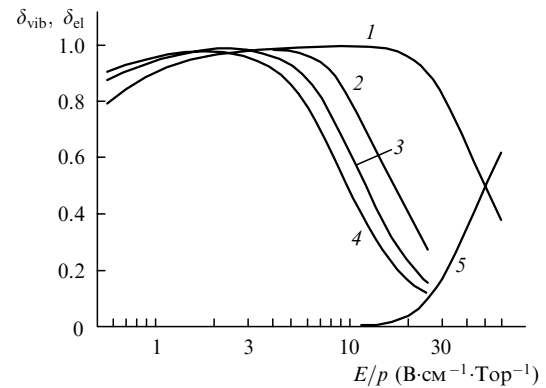


Рис.2. Зависимости доли энергии разряда, расходуемой на возбуждение колебательных (δ_{vib} ; 1–4) и электронных (δ_{el} ; 5) состояний молекул СО, от параметра E/p для смесей состава СО:He = 1:0 (1, 5), 1:3 (2), 1:6 (3), 1:9 (4).

– суммарная константа ионизации газовой смеси; N – числовая плотность молекул; β – коэффициент рекомбинации; K_i и χ_i – константа ионизации и доля i -го компонента смеси. В дальнейших расчетах предполагалось, что накачка производится при оптимальной и неизменной напряженности поля.

Для удобства частота возбуждения k -го колебательного уровня молекул СО и N₂ вычислялась по формуле

$$Q_k = P_{\text{sp}}(t)\delta_k/\epsilon_k, \quad (3)$$

где P_{sp} – удельная мощность, вводимая в газ; δ_k – доля энергии разряда, приходящаяся на возбуждение k -го колебательного уровня; ϵ_k – энергия k -го колебательного уровня. Начальное значение P_{sp} при сохранении формы импульса выбиралось из следующего условия:

$$\int_0^{\infty} P_{\text{sp}}(t)dt = w, \quad (4)$$

где w – заданный удельный энергетический вклад.

Длина активной среды в соответствии с экспериментальными условиями [3] была взята равной 80 см, коэффициент отражения выходного зеркала R_{out} (за исключением рис.5 (см. ниже)) был выбран равным 97%. Предполагалось, что суммарные потери на зеркалах резонатора составляли 2%. Используя эти данные, мы вычислили пороговый коэффициент усиления, который оказался равным 3.1×10^{-4} см⁻¹.

Чтобы ответить на вопрос о принципиальной возможности генерации излучения при температуре 300 К в лазере, возбуждаемом комбинированным разрядом, был проведен расчет коэффициента усиления слабого сигнала в активной среде среднего давления. На рис.3 (кривая 1) приведена зависимость максимального для всех возможных колебательно-вращательных переходов (в большинстве случаев это был переход 10 → 9) коэффициента усиления слабого сигнала g_{max} от удельного энергетического вклада w для смеси состава СО:He = 1:3 при $p = 62$ Тор. Начальный рост $g_{\text{max}}(w)$ при увеличении w связан с ростом запасаемой в колебательных степенях свободы СО энергии, что ведет к общему росту населенности колебательных уровней. Однако при этом увеличивается и температура газа, что ведет к росту скорости VT-релаксации и, как следствие, к снижению коэффициента усиления при дальнейшем увеличении w . Максимальный коэффициент

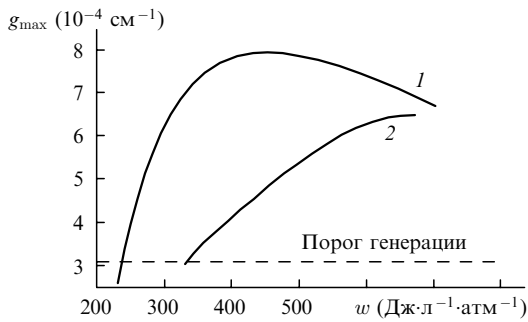


Рис.3. Зависимости максимального коэффициента усиления g_{\max} от удельного энерговклада w для смесей состава $\text{CO}:\text{N}_2:\text{He} = 1:0:3$ (1) и $1:3:1$ (2) при давлении $p = 62$ (1) и 78 Тор (2) и температуре газа $T = 300$ К.

$g_{\max}(w) = 8 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, достигаемый при $w = 423 \text{ Дж} \times \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$, в 2.7 раза превышает пороговый коэффициент усиления. Это является хорошей предпосылкой для достижения высоких КПД.

Зависимости КПД от w для условий рис.3 представлены на рис.4,а. Видно, что кривые имеют достаточно пологий вид, КПД резко зависит от температуры газовой смеси и наличия в ней азота. Максимальные КПД во всех случаях реализуются при одинаковых удельных энерговкладах.

На рис.4,б показано изменение во времени удельной мощности накачки $P_{\text{sp}}(t)$ при комбинированном разряде, которое соответствует форме импульса тока, аппроксимирующей экспериментальные осциллограммы [3]. Здесь же приведена форма импульсов излучения $P_{\text{rad}}(t)$.

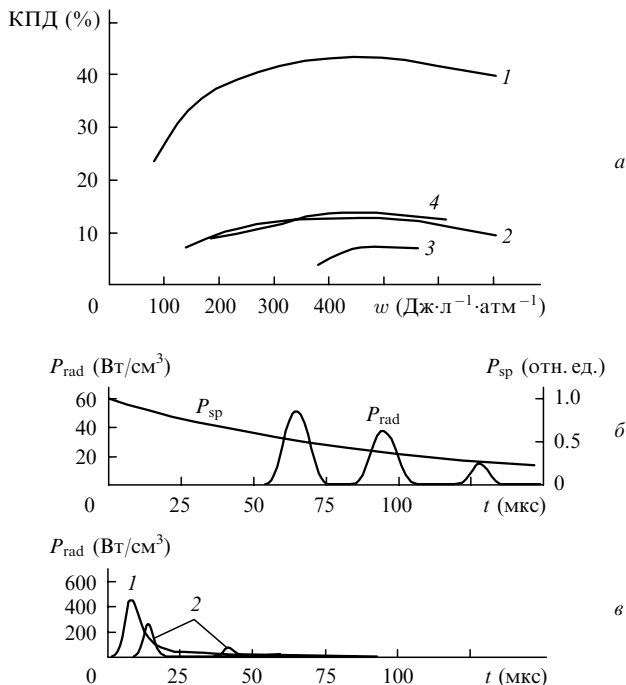


Рис.4. Зависимости КПД лазера, возбуждаемого комбинированным разрядом, от удельного энерговклада w (1 – $\text{CO}:\text{He} = 1:3$, $p = 62$ Тор, $T = 170$ К; 2 – $\text{CO}:\text{He} = 1:3$, $p = 62$ Тор, $T = 300$ К; 3 – $\text{CO}:\text{N}_2:\text{He} = 1:3:1$, $p = 78$ Тор, $T = 300$ К; 4 – $\text{CO}:\text{Xe} = 0.25:0.75$, $p = 62$ Тор, $T = 300$ К) (а), зависимости удельной мощности излучения P_{rad} и удельной мощности накачки P_{sp} от времени, рассчитанные для комбинированного разряда ($\text{CO}:\text{He} = 1:3$, $p = 62$ Тор, $w = 423 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \times \text{атм}^{-1}$) (б), и импульсы излучения ($\text{CO}:\text{N}_2:\text{He} = 1:6:7$ (1), $\text{CO}:\text{He} = 1:1$ (2), $p = 0.4$ атм, $w = 350 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$) (в).

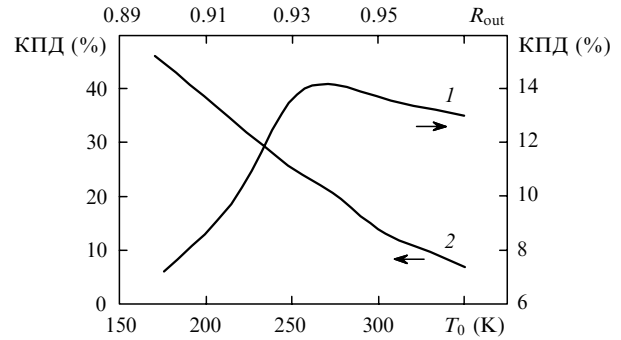


Рис.5. Зависимости КПД лазера от коэффициента отражения выходного зеркала R_{out} (1) и от начальной температуры газа T_0 (2) для смеси состава $\text{CO}:\text{He} = 1:3$ при $p = 62$ Тор и $w = 423 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$.

Интересно, что излучение генерируется в виде пуга импульсов. Это связано с тем, что вначале генерация идет на нижних переходах (уровни с $v = 8 - 10$), затем – на средних ($v = 12, 13$), позже – на верхних ($v = 16, 17$) и одновременно на нижних переходах. Забегая вперед, отметим, что добавка N_2 может сделать импульс излучения непрерывным (рис.4,в, кривая 1). Ход зависимости КПД от w качественно совпадает с ходом зависимости $g_{\max}(w)$ (рис.3) и определяется числом переходов, участвующих в генерации. Причины его изменения те же, что и у $g_{\max}(w)$, и, как следствие, максимальный КПД достигается приблизительно при том же w .

Результаты расчетов по оптимизации добротности резонатора для удельного энерговклада $423 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \times \text{атм}^{-1}$ и давления 62 Тор приведены на рис.5 (кривая 1). Видно, что при $R_{\text{out}} = 93.5\%$ на кривой наблюдается слабый максимум, обусловленный, главным образом, поглощением излучения на зеркалах резонатора. На рис.5 показано также изменение КПД по мере увеличения начальной температуры газовой смеси (кривая 2).

Исследовалось также влияние давления газовой смеси на энергетические характеристики лазера. Зависимости максимального коэффициента усиления и КПД лазера от давления при удельном энерговкладе $423 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ представлены на рис.6. Ход кривых обусловлен влиянием конкурирующих процессов. С одной стороны, при фиксированном удельном энерговкладе увеличение давления будет приводить к росту населенности колебательных уровней молекул окиси углерода и, следовательно, к росту колебательно-вращательной инверсии, коэффициента усиления и КПД лазера. С другой

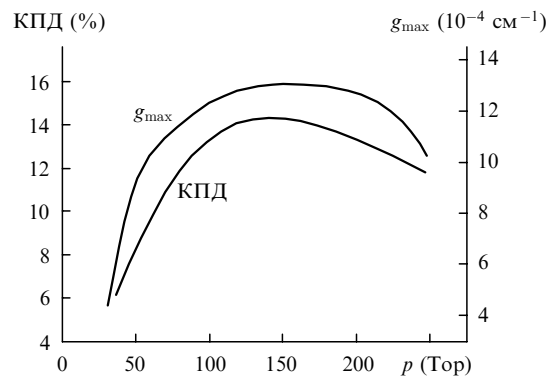


Рис.6. Зависимости коэффициента усиления в режиме слабого сигнала g_{\max} и КПД лазера от давления газа p при $w = 423 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ и $T = 300$ К для смеси состава $\text{CO}:\text{He} = 1:3$.

стороны, рост давления газа ведет к увеличению влияния столкновительного механизма уширения спектральных линий. Это уменьшает коэффициент усиления и КПД лазера, а также сечения вынужденного излучения $\sigma(v, j)$, рассчитываемые по формулам, взятым из [11]:

$$\sigma(v, j) = \frac{1}{8\pi^2} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \lambda^2(v, j) \frac{A(j+1) \Delta v_{st}}{2j+1 \Delta v_d^2} \times \int_{-2(v+1)}^{+2(v+1)} \frac{\exp(-z^2 \ln 16)}{y^2/4 + z^2} dz, \quad (5)$$

где

$$y = \frac{\Delta v_{st}}{\Delta v_d}; \quad z = \frac{v_0 - v'_0}{\Delta v_d};$$

$$\Delta v_{st} = 41.40(\chi_{CO} + 1.46\chi_{He} + \chi_{N_2} + 1.18\chi_{Xe}) \frac{p(T)}{\sqrt{T}}; \quad (6)$$

Δv_{st} выражено в мегагерцах, p – в торрах, а температура газа T – в кельвинах;

$$\Delta v_d = 2v_0 \left(\frac{2kT}{m_{CO}c^2} \ln 2 \right)^{1/2}. \quad (7)$$

На рис.7 представлены зависимости сечений вынужденного излучения от давления p для различных переходов, подтверждающие эту точку зрения. Видно, что уменьшение сечений, вызванное влиянием столкновительного уширения, начинается при давлении ~ 80 Торр. При давлениях свыше 130 Торр рост инверсии за счет поступления энергии в газ не в состоянии компенсировать уменьшение сечений вынужденного излучения. Этим объясняется спад коэффициента усиления и КПД при переходе к высоким давлениям. Таким образом, диапазон средних давлений является наиболее оптимальным для активной среды СО-лазера, поскольку именно в этом диапазоне можно обеспечить наиболее высокий энерговыклад при незначительном влиянии столкновительного уширения.

Важным достоинством использования комбинированного разряда для накачки газовых лазеров является возможность реализации цугового режима накачки, т. е. режима, когда на разрядный промежуток подаются пакеты (цуги) из нескольких последовательных импульсов с регулируемым интервалом, который много меньше интервала между цугами [12]. В случае СО₂-лазера такой способ накачки позволил получить импульс излучения с изменяемой длительностью.

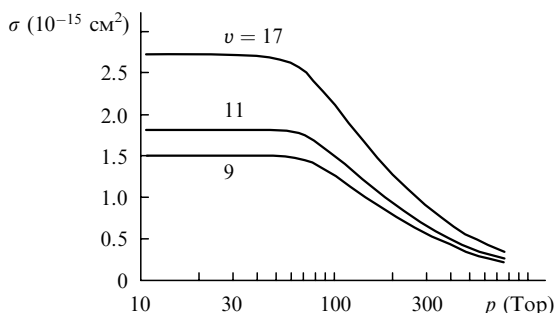


Рис.7. Зависимости от давления p сечения вынужденного излучения σ при оптическом переходе Р-ветви для уровней с разными колебательными числами v .

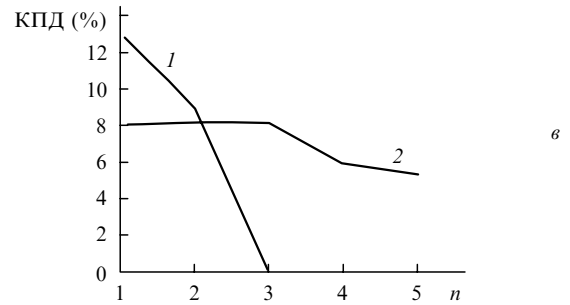
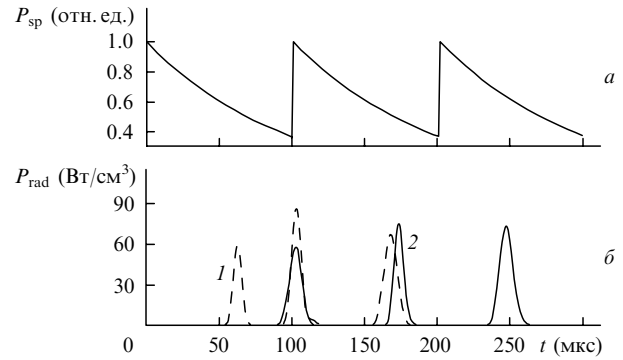


Рис.8. Зависимости от времени удельной мощности накачки P_{sp} при накачке лазера цугом из трех импульсов (а) и удельной мощности излучения P_{rad} при удельном энерговыкладе $846 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{атм}^{-1}$ в цуге из одного (штриховая кривая) и трех (сплошная кривая) импульсов (б), а также зависимости КПД лазера при удельном энерговыкладе в цуге 423 (1) и $846 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{атм}^{-1}$ (2) от числа импульсов в цуге n (в).

Возможность увеличения длительности импульса и изменения характера излучения при использовании цугового режима накачки была исследована применительно к СО-лазеру. В расчете, как и в эксперименте [12], интервал между импульсами в цуге принимался равным 100 мкс. Расчеты выполнены для достаточно высоких ($\sim 800 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{атм}^{-1}$), но уже достигнутых энерговыкладов [13].

На рис.8,б представлены зависимости удельной мощности излучения от времени при накачке активной среды цугом из одного и трех импульсов. Видно, что в обоих случаях излучение генерируется в виде трех коротких пиков, причем время генерации (интервал между первым и последним пиками) изменяется незначительно. Это объясняется тем, что при фиксированной энергии накачки, вводимой в газ цугом импульсов, средняя мощность накачки уменьшается с увеличением числа импульсов. В результате, несмотря на увеличение длительности накачки, продолжительность генерации (когда g_{max} превышает порог) почти не увеличивается. С увеличением числа импульсов в цуге КПД лазера при фиксированном энерговыкладе за цуг снижается, что видно на рис.8,в.

3.2. Роль добавок азота и ксенона в газовую смесь

Кроме СО и Не в состав газовой смеси СО-лазера часто включают N_2 и Хе, причем добавка азота является наиболее распространенной. Однако в отличие от СО₂-лазера для СО-лазера необходимость наличия N_2 в смеси не является очевидной. Дело в том, что сечения возбуждения колебательных степеней свободы СО и N_2 электронным ударом имеют максимумы одного порядка приблизительно в одном и том же диапазоне энергий [8], т. е. СО и N_2 являются своего рода конкурентами при возбуждении колебательных состояний в процессе разряда. Следовательно, азот аккумулирует некоторую долю

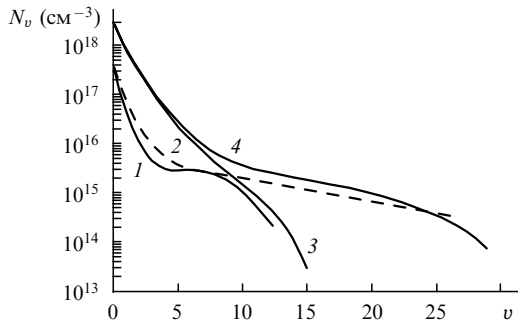


Рис.9. Распределение N_v молекул СО по колебательным уровням v в отсутствие зеркал резонатора при длительности импульсов накачки 10 мкс, $p = 0.4$ атм для смесей состава СО:Н₂:Не = 1:6:7 (1, 2) и 1:0:3 (3, 4) в моменты времени $t = 10$ (1, 3) и 15 мкс (2, 4).

энергии накачки, что снижает скорости ее поступления в колебательные степени свободы СО. Это, в свою очередь, приводит к снижению коэффициента усиления активной среды и уменьшению КПД в случае накачки комбинированным разрядом (рис.4,а, кривая 3).

Однако при накачке мощным разрядом с малой длительностью, когда распределение населенности СО с малым градиентом по колебательным состояниям не успевает установиться, например в случае электроионизационного лазера [2], добавка азота оказывается полезной. Азот аккумулирует энергию короткого импульса возбуждения и постепенно передает ее на все колебательные уровни молекул окиси углерода.

Это наглядно демонстрируют результаты расчетов функции распределения населенности колебательных уровней молекул СО, приведенные на рис.9. Видно, что добавка N₂ в смесь газов СО–Не ускоряет образование плато на этой функции (кривые 1, 3), что необходимо для реализации эффективной генерации. С течением времени различие в форме функций распределения при добавках N₂ и без них уменьшается (кривые 2, 4). В результате при возбуждении смеси газов состава СО₂:N₂:Не = 1:6:7 с давлением 0.4 атм несамостоятельным разрядом длительностью 10 мкс при удельном энергокладе 350 Дж × л⁻¹·атм⁻¹ КПД был равен 2.7 %, а для смеси состава СО:Не = 1:1 при тех же условиях – только 1.7 %. В то же время при длительности накачки ~150 мкс в смеси состава СО:Не = 1:3 с давлением 60–130 Тор КПД превысил 10 %.

Влияние добавки азота также проявляется в зависимостях удельной мощности излучения от времени, которые приведены на рис.4,в. Для смеси с азотом в случае накачки несамостоятельным разрядом длительностью ~10 мкс мощность излучения существенно выше, чем

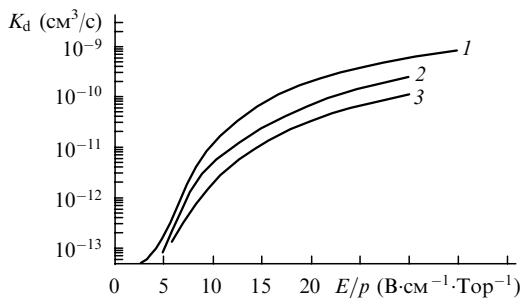


Рис.10. Зависимости суммарной константы диссоциации СО электронным ударом K_d от параметра E/p для смесей состава СО:Не:Хе = 1:3:0 (1), 1:2:1 (2), 1:0:3 (3).

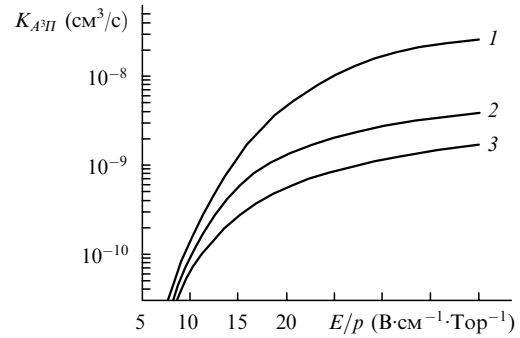
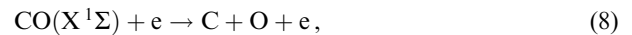


Рис.11. Зависимости константы $K_{A^3П}$ скорости возбуждения электронного уровня А³П молекул СО в разряде от параметра E/p для смесей состава СО:Не:Хе = 1:3:0 (1), 1:2:1 (2), 1:0:3 (3).

для смеси без него. Кроме того, при малом отношении концентраций СО и N₂, например для смеси СО:N₂:Не = 1:6:7, получаются длинные и непрерывные импульсы излучения, которые на порядок длиннее импульса возбуждения. В смесях без азота (СО:Не = 1:1) при тех же условиях излучение генерируется в виде пуга импульсов.

В случае накачки комбинированным разрядом при оптимальном параметре E/p замена Не на Хе не оказывает существенного влияния на КПД при одном и том же энергокладе (рис.4,а, кривые 2, 4).

Экспериментально установлено [9], что присутствие ксенона уменьшает скорость деградации рабочей смеси газов. Известно, что диссоциация СО может происходить в результате следующих реакций [10]:



Зависимости констант диссоциации СО электронным ударом и возбуждения электронного уровня СО(А³П) от E/p представлены на рис.10 и 11. Видно, что добавка ксенона в рабочую смесь снижает упомянутые константы и, следовательно, скорость диссоциации СО как прямым электронным ударом, так и через возбужденное состояние СО(А³П).

- Mann M.M., Rice D.K., Eguchi R.G. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **10**, 682 (1974).
- Вальтер С., Ионин А., Майерхофер В., Цайфанг Э. *Квантовая электроника*, **22**, 883 (1995).
- Осипов В.В., Иванов М.Г., Лисенков В.В. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, 1266 (1997).
- Rocwood S.D., Brau J.E., Proctor W.A., Canawan G.H. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **9**, 120 (1973).
- Гордиен Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. *Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры* (М.: Наука, 1980).
- Басов Н.Г., Долиннина В.И., Ковш И.Б., Пятахин М.В., Урин В.М. *Препринт ФИАН № 183* (М., 1984).
- Смит К., Томпсон Р. *Численное моделирование газовых лазеров* (М.: Мир, 1981).
- Витгеман В. *СО₂-лазер* (М.: Мир, 1990).
- Алейников В.С., Масычев В.И. *Квантовая электроника*, **12**, 1932 (1985).
- Полак Л.С. *Неравновесная химическая кинетика и ее применение* (М.: Наука, 1979).
- Звельто О. *Принципы лазеров* (М.: Мир, 1990).
- Осипов В.В., Иванов М.Г., Лисенков В.В. *ЖТФ*, **69**, № 5, 33 (1998).
- Басов Н.Г., Ионин А.А., Котков А.А., Курносов А.К., МакКорд Дж., Напартович А.П., Селезнев Л.В., Туркин Н.Г., Хагер Г. *Квантовая электроника*, **30**, 859 (2000).