

Динамика частотно-селективной генерации СО-лазера, перестраиваемого в широком спектральном диапазоне

А.К.Курносков, А.П.Напартович

Проведен расчетно-теоретический анализ генерации одиночного импульса частотно-селективным электроразрядным электроионизационным СО-лазером. Расчеты проведены в рамках теоретической модели, наиболее полно учитывающей совокупность процессов VV-обмена с участием молекул СО на высоких колебательных уровнях. Приведены расчетные формы импульсов излучения для широкого диапазона переходов, включая переходы между высокими колебательными уровнями. Исследована возможность увеличения интенсивности лазерного излучения путём изменения плотности и состава активной среды.

Ключевые слова: частотно-селективный СО-лазер, переходы между высокими колебательными уровнями, теоретическая модель, одноквантовые и многоквантовые процессы VV-обмена.

1. Введение

Электроразрядные электроионизационные СО-лазеры (СО-ЭИЛ), работающие при криогенных температурах активной среды, обладают одним из самых высоких КПД (до 60%) в классе газовых электроразрядных лазеров [1]. В отсутствие селекции отдельных переходов спектр излучения этих лазеров представляет собой набор (~10) колебательно-вращательных переходов в колебательных полосах с $v = 4 \rightarrow 3$ по $v = 12 \rightarrow 11$. При этом более 90% энергии излучения, как правило, приходится на переходы с колебательным квантовым числом верхнего лазерного уровня $v < 10$.

При использовании частотно-селективного режима возможно получение генерации на отдельных колебательно-вращательных переходах в существенно более широком диапазоне колебательных переходов вплоть до полосы с $v = 39 \rightarrow 38$ включительно [2], причем в каждой колебательной полосе генерация может быть получена на сравнительно большом числе (~10) вращательных переходов. Широкий спектральный диапазон перестройки с длинноволновой границей, соответствующей переходам в полосе $v = 38 \rightarrow 36$, включающий примерно 400 колебательно-вращательных переходов, характерен и для частотно-селективной генерации на обертоном молекулы СО [3]. Соответствующие диапазоны перестройки составляют при этом 5–8.7 мкм для генерации на основной частоте и 2.5–4.2 мкм для генерации на обертоне. Спектр излучения на ряде колебательно-вращательных переходов молекул СО в указанных диапазонах перекрывается с полосами поглощения различных атмосферных приме-

сей, включая многие органические и неорганические соединения, а также попадает в окна прозрачности атмосферы. По этим причинам использование частотно-селективного режима генерации СО-лазера позволяет решать многие прикладные задачи, которые обсуждались, в частности, в работах [3–6].

Дороговизна и сложность экспериментального исследования характеристик частотно-селективных СО-ЭИЛ в широком диапазоне переходов делают востребованными расчетно-теоретические исследования таких лазеров. К тому же теоретические исследования позволяют выявить основные закономерности изменения лазерных характеристик при варьировании параметров активной среды и резонатора в значительно более широких пределах, чем это возможно на конкретной экспериментальной установке или даже на нескольких установках. Современный уровень развития теоретических моделей активной среды СО-лазеров позволяет верно описывать лазерные характеристики не только качественно, но и количественно, в том числе и при генерации на переходах с колебательным квантовым числом верхнего лазерного уровня $v > 20$. Для молекул СО на столь высоких колебательных уровнях константы скоростей процессов многоквантового VV-обмена сравниваются по порядку величины с константами скоростей одноквантовых процессов. На сегодняшний день наиболее полное и обоснованное описание процессов колебательного энергообмена в активной среде СО-лазера в широком диапазоне колебательных уровней обеспечивает теоретическая модель, развитая в работах [7, 8].

С ее использованием в работе [9] были исследованы энергетические характеристики частотно-селективных импульсных СО-ЭИЛ, работающих на одном колебательно-вращательном переходе или на нескольких переходах в соседних колебательных полосах. Было показано, что при использовании частотно-селективного режима генерации возможно существенное увеличение энергии излучения СО-лазера на одном колебательно-вращательном переходе или на нескольких соседних переходах по сравнению с энергией, излучаемой на этих же перехо-

А.К.Курносков, А.П.Напартович. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; АО «ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиных, влад. 12, e-mail: kurnosov@triniti.ru, apn@triniti.ru

Поступила в редакцию 10 сентября 2018 г., после доработки – 30 октября 2018 г.

дах при генерации СО-лазера с неселективным резонатором с тем же уровнем добротности. Наиболее значительное увеличение энергии излучения достигается при селективной генерации на переходах между сравнительно высокими колебательными уровнями. Аналогичный вывод был сделан и в работе [10], в которой при расчетах характеристик частотно-селективных СО-лазеров описание колебательной кинетики было существенно упрощено, а именно, учитывались только одноквантовые процессы VV-обмена. Такой подход является обоснованным лишь для описания процессов VV-обмена между молекулами СО на нижних колебательных уровнях с $v < 10$, что ограничивает применимость полученных в работе [10] результатов. Как было показано в работе [9], указанное упрощение существенно искажает результаты расчетов в области переходов между высокими колебательными уровнями.

Представленный в [9, 10] теоретический прогноз не позволяет судить о возможностях практического использования излучения частотно-селективных импульсных СО-ЭИЛ, т.к. содержит лишь результаты расчетов их энергетических характеристик. На практике же исследователей часто интересует форма импульса генерации, поскольку во многих приложениях требуется высокая интенсивность излучения. Настоящая работа посвящена расчетно-теоретическому исследованию динамики генерации частотно-селективных импульсных СО-ЭИЛ на отдельных колебательно-вращательных переходах. Представлены формы импульсов излучения в широком диапазоне переходов, включая переходы между высокими колебательными уровнями. Исследуются возможности увеличения мощности генерации за счет изменения таких параметров активной среды, как ее плотность и состав.

2. Результаты вычислений и их обсуждение

Как и в работе [9], в данных расчетах использовалась модель активной среды, наиболее полно учитывающая совокупность одноквантовых и многоквантовых процессов колебательного энергообмена в смеси газов СО–N₂–He/Ar. Подробное описание модели дано в работах [7, 8] и здесь не приводится.

Расчеты динамики частотно-селективной генерации первоначально были выполнены для тех же условий, что и в работе [9]: плотность газа 0.2 Амага, состав смеси СО:N₂ = 1:9, начальная температура 100 К, $E/N = 1 \times 10^{-16}$ В·см² – приведенная напряженность электрического поля, длительность импульса накачки 30 мкс. Удельный энерговклад в импульсе в расчете на единицу плотности газа составлял 200 Дж·л⁻¹·Амага⁻¹. Использованная здесь единица плотности 1 Амага соответствует числу молекул идеального газа в единице объема при нормальных условиях. Импульсы тока и напряжения полагались прямоугольными, плотность среды – постоянной. Расчеты выполнялись для порогового значения коэффициента усиления в резонаторе G_{th} , равного 5.27×10^{-4} см⁻¹. При длине активной среды 100 см указанное значение G_{th} соответствует потерям излучения за полный обход резонатора, равным 10%. Не учитывались возможные пассивные потери (на поглощение и рассеяние) излучения в резонаторе со средой. Импульсы частотно-селективной генерации в различных колебательных полосах рассчитывались для фиксированного вращательного числа $J = 12$

нижнего лазерного уровня. Выбор переходов с таким вращательным числом был связан с тем, что усиление на них близко к максимальным значениям при указанных выше параметрах активной среды. При расчетах генерации на обертонах предполагалось отсутствие генерации в основной полосе.

На рис.1 приведены формы импульсов генерации, рассчитанные для одночастотной селективной генерации на обертоновых переходах с $v = 10 \rightarrow 8$ P(12), $v = 14 \rightarrow 12$ P(12), $v = 24 \rightarrow 22$ P(12) и $v = 34 \rightarrow 32$ P(12) при указанных выше параметрах активной среды, накачки и резонатора.

Легко видеть, что с увеличением колебательного квантового числа v верхнего лазерного уровня длительность импульса частотно-селективного излучения сильно возрастает, а удельная мощность излучения падает. Длительности импульсов генерации по уровню 0.5 максимальной мощности ($\tau_{0.5}$) составили 40.1, 91.8, 441.9 и 511.4 мкс для импульсов 1, 2, 3, 4 (рис.1) соответственно. Значительные различия форм импульсов излучения на этих переходах объясняются в основном тем, что генерация излучения на них происходит на различных стадиях формирования квазистационарной функции распределения (КФР) молекул СО. Если на нижних переходах генерация начинается после прохождения волны возбуждения через верхний лазерный уровень и заканчивается в основном до установления квазистационарной КФР во всей области плато, то длительность генерации на переходе между высокими колебательными уровнями может быть того же порядка, что и время существования квазистационарной КФР.

При необходимости повышения мощности селективной генерации на переходах между высокими колебательными уровнями необходимо принимать специальные меры для ускорения процессов VV-обмена, обеспечивающих накачку верхнего лазерного уровня. В частности, этого можно добиться за счет использования активной среды с большей плотностью, но с сохранением либо с увеличением удельного энерговклада на молекулу. В связи с этим можно отметить работу [11], в которой исследовались возможности уменьшения длительности импульса селективной генерации на отдельных переходах Р-ветви в

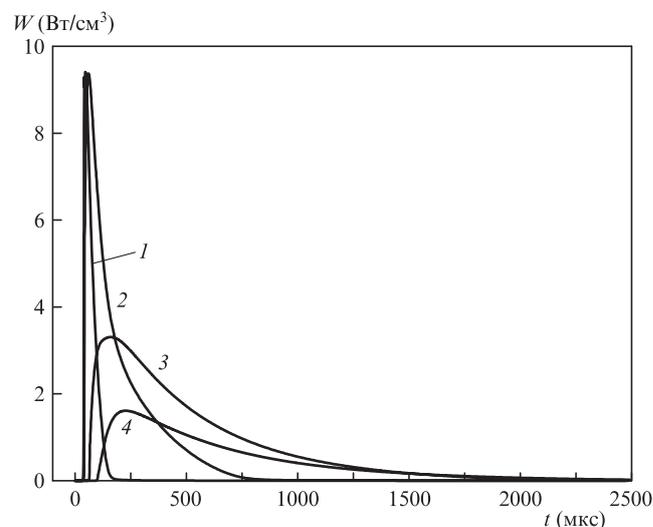


Рис.1. Формы импульсов генерации СО-лазера на обертоне в частотно-селективном режиме на переходах с $v = 10 \rightarrow 8$ P(12) (1), $v = 14 \rightarrow 12$ P(12) (2), $v = 24 \rightarrow 22$ P(12) (3) и $v = 34 \rightarrow 32$ P(12) (4). Плотность газа 0.2 Амага.

полосе с $\nu = 10 \rightarrow 9$ при повышении плотности активной среды, состоящей из смеси газов СО: Аг = 1 : 10. Согласно результатам расчетов этой работы длительность импульса генерации по полувысоте уменьшается примерно на порядок при увеличении давления газа со 100 до 1000 Тор и сохранении удельного энерговклада. Эффект уменьшения длительности импульсов селективной генерации при увеличении плотности активной среды, отмеченный в работе [11], должен проявляться и при селективной генерации на переходах между более высокими колебательными уровнями, но для его количественного описания необходим учет процессов VV-обмена с разным числом обменяемых квантов, который реализуется в теоретической модели, развитой в работах [7, 8].

Увеличить мощности излучения на отдельном колебательно-вращательном переходе можно также в режиме модуляции добротности резонатора при генерации как отдельного импульса, так и серии импульсов с длительностью в диапазоне 1–10 мкс и с частотой следования $\sim 10^5$ Гц [12].

Как уже отмечено выше, в настоящей работе численно исследовалось влияние увеличения плотности активной среды на динамику частотно-селективной генерации СО-ЭИЛ. Предполагалось, что с увеличением плотности активной среды величина удельного энерговклада остается неизменной. Это может быть реализовано в ЭИ разряде при использовании более высокого напряжения на разрядном промежутке и большей плотности тока высокоэнергетических электронов. В связи с этим можно отметить работу [13], в которой исследовались режимы работы СО-ЭИЛ при увеличении плотности активной среды до 1 Амага. В расчетах, выполненных с увеличенной плотностью активной среды, учет резонансного усиления и поглощения лазерного излучения на Р- и R- ветвях соседних колебательных полос молекул $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ и $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ не производился. При экспериментальной реализации частотно-селективной генерации с повышенной плотностью газа влияние указанного перекрытия спектральных линий может приводить как к усилению, так и к ослаблению интенсивности генерации на требуемом колебательно-вращательном переходе. При необходимости указанный эффект может быть учтен в расчетах [13].

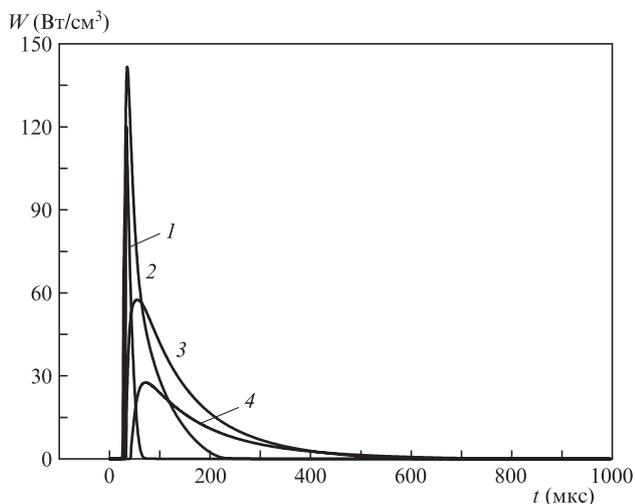


Рис.2. Формы импульсов генерации СО-лазера на обертоном в частотно-селективном режиме на переходах с $\nu = 10 \rightarrow 8$ P(12) (1), $\nu = 14 \rightarrow 12$ P(12) (2), $\nu = 24 \rightarrow 22$ P(12) (3) и $\nu = 34 \rightarrow 32$ P(12) (4). Плотность газа 0.8 Амага.

Результаты расчетов импульсов генерации для тех же переходов, что и на рис.1, но при увеличенной в 4 раза плотности газа представлены на рис.2.

Остальные параметры активной среды, резонатора и разряда при проведении расчетов аналогичны указанным выше. Легко видеть, что четырехкратное повышение плотности газа сопровождается значительным ростом мощности излучения и укорочением импульсов генерации. Характерные длительности импульсов $\tau_{0.5}$ на переходах с $\nu = 10 \rightarrow 8$ P(12) (1), $\nu = 14 \rightarrow 12$ P(12) (2), $\nu = 24 \rightarrow 22$ P(12) (3) и $\nu = 34 \rightarrow 32$ P(12) (4) уменьшились соответственно в 4.1, 3.4, 4.3 и 4.2 раза, а максимальные значения удельной (в расчете на единицу объема активной среды) мощности излучения W_{\max} на этих же переходах возросли в 12.8, 15.1, 17.4, 17.2 раза. Отметим, что в рамках простейшей однородной модели удельная мощность излучения связана с интенсивностью выходного излучения I следующим образом: $I = WL$, где L – длина активной среды. Указанный выше рост удельной мощности обусловлен, в основном, двумя факторами: увеличением объемной плотности мощности накачки и ускорением процессов VV-обмена, ответственных за образование инверсии. Аналогичные изменения динамики генерации при повышении плотности активной среды и неизменном энерговкладе были получены и в расчетах характеристик частотно-селективного СО-лазера на основной частоте. На рис.3 приведены импульсы генерации, рассчитанные для одночастотной селективной генерации на переходах с $\nu = 7 \rightarrow 6$ P(12), $\nu = 20 \rightarrow 19$ P(12) и $\nu = 27 \rightarrow 26$ P(12) при плотности газа 0.2 Амага и указанных выше параметрах активной среды, накачки и резонатора.

Длительность $\tau_{0.5}$ данных импульсов составила 36, 316 и 488 мкс соответственно. Расчетные импульсы генерации на этих же переходах, но при плотности газа 8 Амага приведены на рис.4. Их длительность $\tau_{0.5}$ меньше, чем у соответствующих импульсов на рис.3, в 1.4, 4 и 4.3 раза по сравнению с импульсами, приведенными на рис.3. При этом максимальная удельная мощность W_{\max} на рассматриваемых переходах примерно на порядок выше, чем на рис.3.

Результаты, представленные на рис. 1–4, были рассчитаны для сравнительно высокочастотного резонатора с пороговым коэффициентом усиления $G_{\text{th}} = 5.27 \times$

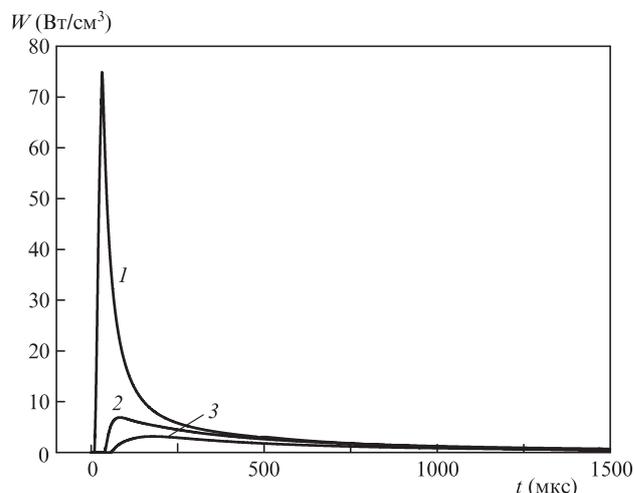


Рис.3. Формы импульсов генерации СО-лазера в частотно-селективном режиме на переходах с $\nu = 7 \rightarrow 6$ P(12) (1), $\nu = 20 \rightarrow 19$ P(12) (2) и $\nu = 27 \rightarrow 26$ P(12) (3). Плотность газа 0.2 Амага.

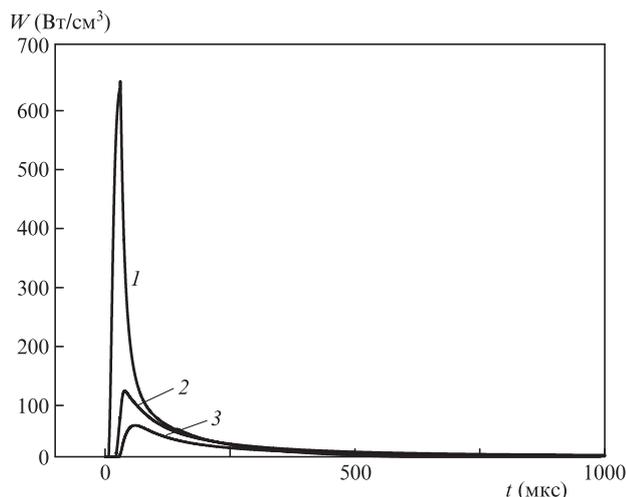


Рис.4. Формы импульсов частотно-селективной генерации на переходах с $v = 7 \rightarrow 6$ P(12) (1), $v = 20 \rightarrow 19$ P(12) (2) и $v = 27 \rightarrow 26$ P(12) (3). Плотность газа 0.8 Амага.

10^{-4} см^{-1} . Для лазера на обертоном столь малые значения G_{th} необходимы для достижения приемлемых значений электрооптического КПД. В СО-ЭИЛ на основной частоте коэффициенты усиления слабого сигнала (КУСС) могут более чем на порядок превышать КУСС на обертономных переходах [3], а следовательно, G_{th} в селективном резонаторе СО-лазера на основной частоте может быть в несколько раз выше. Поэтому расчеты динамики генерации на основной частоте были выполнены и для большего G_{th} , равного 0.002 см^{-1} , соответствующего потерям излучения 33% на полный обход резонатора при длине активной среды 100 см. В этих расчетах характерные длительности импульсов генерации изменялись незначительно по сравнению с результатами расчетов при $G_{th} = 5.27 \times$

10^{-4} см^{-1} вследствие сильного превышения коэффициентов усиления над указанными пороговыми значениями. Существенное влияние на форму импульса генерации может оказывать и состав активной среды. Расчеты частотно-селективной генерации были выполнены не только для азотсодержащей смеси $\text{CO}:\text{N} = 1:9$, но и для смесей $\text{CO}:\text{He} = 1:9$ и $1:2$. При проведении расчетов для этих смесей значение параметра E/N , форма и длительность импульса накачки были аналогичны приведенным выше. При изменении плотности активной среды величина удельного энерговклада также предполагалась неизменной и составляла $200 \text{ Дж} \cdot \text{л}^{-1} \cdot \text{Амага}^{-1}$. Расчеты импульсов селективной генерации на основной частоте и на обертоном выполнялись для указанных смесей при плотностях газа 0.1 и 0.8 Амага. Результаты этих вычислений иллюстрируются данными табл.1, в которой приведены расчетные значения параметра $\tau_{0.5}$ и удельной мощности W_{max} . Эта таблица иллюстрирует основные тенденции изменения формы импульсов выходного излучения при варьировании состава и плотности активной среды в зависимости от колебательного квантового числа верхнего лазерного уровня.

Кроме формы и длительности импульса генерации СО-лазера, исследователям важно знать и его энергетические характеристики: энергию излучения и КПД. В рассмотренном диапазоне изменения плотности активной среды и при фиксированном удельном энерговкладе энергия излучения растет с увеличением плотности примерно пропорционально ей. Расчетные значения КПД генерации, соответствующие тем же параметрам активной среды и резонатора, что и данные табл.1, приведены в табл.2.

Поскольку в ряде случаев расчетная мощность генерации медленно спадает во времени, представляют интерес и значения КПД, соответствующие энергии, излучаемой в течение временного интервала, в котором удельная

Табл.1. Характеристики импульсов частотно-селективной генерации СО-ЭИЛ при различных параметрах активной среды и резонатора.

Переход $v \rightarrow v'(J)$	N (Амага)	G_{th} (10^{-3} см^{-1})	CO: N ₂ = 1:9		CO: He = 1:9		CO: He = 1:2	
			W_{max} (Вт/см ³)	$\tau_{0.5}$ (мкс)	W_{max} (Вт/см ³)	$\tau_{0.5}$ (мкс)	W_{max} (Вт/см ³)	$\tau_{0.5}$ (мкс)
10 → 9(12)	0.1	2	10.3	99.9	27.4	50.7	7.3	127
10 → 9(12)	0.8	2	430	26.2	731	23	371	23
35 → 34(12)	0.1	2	0.37	876.3	0.49	270	0.17	567
35 → 34(12)	0.8	2	25.9	105	30.7	34.4	11.7	73.4
14 → 12(12)	0.1	0.527	2.07	177	7.03	102	1.49	224
14 → 12(12)	0.8	0.527	142	27.2	309	23.8	109	31.3
32 → 30(12)	0.1	0.527	0.39	960	0.67	243	0.25	532
32 → 30(12)	0.8	0.527	28.6	117	43.5	31.5	17.6	70.6

Табл.2. КПД частотно-селективной генерации СО-ЭИЛ при различных параметрах активной среды и резонатора.

Переход $v \rightarrow v'(J)$	N (Амага)	G_{th} (10^{-3} см^{-1})	CO: N ₂ = 1:9		CO: He = 1:9		CO: He = 1:2	
			КПД (%)	КПД* (%)	КПД (%)	КПД* (%)	КПД (%)	КПД* (%)
10 → 9(12)	0.1	2	16.1	3.9	15.1	5.28	9.70	3.56
10 → 9(12)	0.8	2	17.4	5.4	15.6	8.47	10.2	3.97
35 → 34(12)	0.1	2	2.21	1.24	0.65	0.55	0.52	0.39
35 → 34(12)	0.8	2	2.44	1.31	0.66	0.54	0.56	0.43
14 → 12(12)	0.1	0.527	2.95	1.43	5.56	2.76	2.32	1.32
14 → 12(12)	0.8	0.527	3.93	1.82	6.2	3.45	3.14	1.64
32 → 30(12)	0.1	0.527	2.41	1.47	0.82	0.70	0.71	0.54
32 → 30(12)	0.8	0.527	2.78	1.62	0.85	0.70	0.82	0.63

мощность излучения превышает $W_{\max}/2$ или равна ей. Такие значения КПД также приведены в табл.2 и обозначены как КПД*.

Незначительный рост КПД при увеличении плотности активной среды объясняется, главным образом, уменьшением роли процессов VT-релаксации и перераспределения колебательной энергии между CO и N₂ при укорочении импульсов генерации. Приведенные в табл.2 значения КПД рассчитаны для случая, когда потери резонатора связаны только с выводом излучения во внешнее пространство. В реальном резонаторе имеются и внутренние потери излучения. Для их учета необходимо умножить приведенные в табл.2 значения КПД на корректирующий множитель, равный отношению потерь на пропускание к полным потерям.

3. Заключение

Расчеты динамики частотно-селективной генерации СО-ЭИЛ при плотности активной среды 0.1 и 0.2 Амага показали, что по мере увеличения колебательного квантового числа верхнего лазерного уровня v расчетная длительность импульса частотно-селективного излучения сильно возрастает, а мощность излучения падает. Эта особенность наиболее сильно проявляется для переходов с $v > 20$, что может затруднить практическое использование излучения перестраиваемых СО-ЭИЛ на основной частоте или на обертоном в диапазонах длин волн 6–8.7 мкм и 3–8.7 мкм. Показано, что имеется возможность значительного укорочения импульсов генерации и увеличения максимальной мощности излучения (примерно на

1–2 порядка) на таких переходах при увеличении плотности активной среды до 0.8 Амага и сохранении удельного энерговклада. Результаты расчетов, выполненных для смесей CO:He = 1:9 и 1:2, качественно близки к результатам, полученным для смеси CO:N₂.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-08037).

1. Mann M.M. *AIAA J.*, **14**, 549 (1976)
2. Ionin A.A., Kinyaevskiy I.O., Klimachev Yu.M., Kotkov A.A., Kozlov A.Yu. *Opt. Lett.*, **42**, 498 (2017).
3. Ionin A.A., Kurnosov A.K., Napartovich A.P., Seleznev L.V. *Laser Phys.*, **20**, 144 (2010).
4. Eerkens J.W. *Appl. Phys.*, **10**, 15 (1976).
5. Urban W. *Infrar. Phys. Technol.*, **36**, 465 (1995).
6. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Романовский О.А., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Харченко О.В., Шелестович А.В., Яковлев С.В. *Изв. вузов. Физика*, **11**, 76 (2008).
7. Billing G.D. Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A.P. *J. Phys. B: Atom., Molec. Opt. Phys.*, **36**, 1175 (2003).
8. Sacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A., Shnyrev S.J. *J. Phys. B: Atom., Molec. Opt. Phys.*, **37**, 3379 (2004).
9. Курносков А.К., Напартович А.П., Шнырев С.Л. *Квантовая электроника*, **34** (1), 1 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (1), 1 (2004)].
10. Александров Б.С., Белавин В.А., Дымшиц Б.М., Корецкий Л.П. *Квантовая электроника*, **24** (7), 601 (1997) [*Quantum Electron.*, **27** (7), 584 (1997)].
11. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г. *Квантовая электроника*, **6** (8), 1605 (1979) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **9** (8), 947 (1979)].
12. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Кобза Г., Сеницын Д.В. *Квантовая электроника*, **24** (3), 195 (1997) [*Quantum Electron.*, **27** (3), 189 (2004)].
13. Басов Н.Г., Долинина В.И., Зимина О.В., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Сучков А.Ф., Урин Б.М. *Квантовая электроника*, **9** (4), 772 (1982) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **12** (4), 476 (1982)].