

УДК 533.607.11

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНВЕРСИОЙ СРЕДЫ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО
СО₂ ОКГ С «ИМПУЛЬСНЫМ» ВОЗБУЖДЕНИЕМ

И. Ф. Канаев, Э. П. Кругляков, В. К. Малиновский
(Новосибирск)

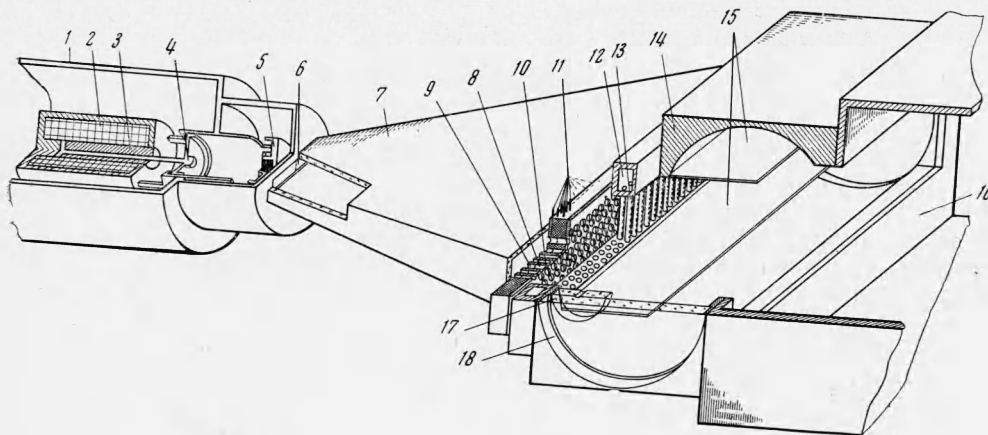
Приводятся результаты исследования инверсной среды квазистационарного СО₂ ОКГ, отличительная особенность схемы возбуждения которого состоит в том, что время пролета отдельных молекул через разрядные промежутки меньше времени релаксации лазерного уровня 00⁰1 СО₂. Измерены мощность генерации, коэффициент усиления, интенсивность насыщения, температура газа. С учетом экспериментальных данных вычислено распределение молекул инверсной среды по колебательным и вращательным состояниям.

Максимальная плотность мощности, достигаемая в описанной экспериментальной модели, составляет 25 *вт/см²*.

Для сравнения исследованы характеристики модели с подачей холодного СО₂ в поток возбужденного азота. Показано, что в последнем случае уровень выходной мощности определяется эффективностью перемешивания струй.

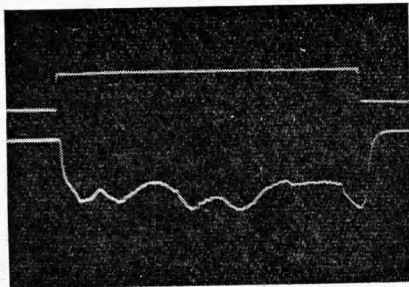
В [1] кратко описана модель квазистационарного СО₂ ОКГ с «импульсной» накачкой. Основная особенность подобной схемы возбуждения среды состоит в том, что время пролета отдельных молекул через область квазистационарного разряда меньше времени релаксации верхнего лазерного уровня СО₂ и для каждого малого элемента объема газа процесс возбуждения имеет импульсный характер. В этом случае, как показали расчеты [2] и предварительные эксперименты [1], инверсия значительно выше достигаемой в стационарном режиме. Детальное исследование свойств инверсной среды было целью данной работы.

Схема экспериментальной установки изображена на фиг. 1, на которой 1—5 — детали импульсного клапана; 6 — критическое сечение сопла; 7; 9—10 — электроды; 8 — изолятор; 11 — подводы напряжения к разрядным электродам; 12 — распределительная камера смесительной системы;



Фиг. 1

13 — трубки смесительной секции; 14 — камера для исследования состояния инверсной среды; 15 — направляющие для ограничения потока газа; 16 — бустерный объем; 17 — зеркало резонатора; 18 — окно из NaCl. Рабочая смесь газов $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ приготавливалась в камере 1. Быстродействующий клапан открывал камеру 1, соединяя ее с соплом 7. Газовая смесь, проходя через сопло, разгонялась до скорости $v_0 = 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$. После достижения установившегося режима течения на разрядные промежутки 8 длиной $l = 1 \text{ см}$ подавался прямоугольный импульс напряжения длительностью $\tau = (5 \div 20) \cdot 10^{-3} \text{ сек}$. Максимальная длительность этого импульса определялась геометрическими размерами вакуумного объема 16, играющего роль насоса с большой производительностью.



Фиг. 2

Скорость течения газа и длина каналов определяют время $\tau_l = l/v_0$ пребывания отдельных молекул в разряде и диапазон концентраций, для которых выполняется условие $\tau_l < \tau_{00} \cdot \text{CO}_2$.

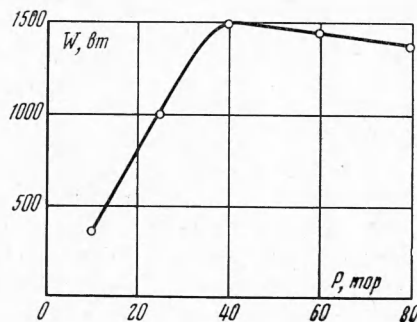
Характеристики газа, прошедшего через разрядные промежутки, анализировались в камере 14. Измерялась плотность газа, скорость движения потока, делались оценки температуры и состояния инверсии. Основные методы диагностики — оптическая интерферометрия, наблюдение рэлеевского рассеяния света, проходящего через поток газа, зондирование среды маломощным и мощным источниками излучения с $\lambda = 10.6 \text{ м}$, наблюдение генерации и измерение энергии индуцированного излучения.

Типичный вид осциллограмм напряжения (вверху) на разрядном промежутке и импульса генерации (внизу) показан на фиг. 2. Генерация достигает максимума спустя $(5 \div 100) \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ с момента подачи напряжения на электроды и поддерживается на одном уровне в течение всего импульса.

Длительность импульса напряжения значительно превышает все характерные времена процесса (времена релаксации верхнего и нижнего лазерных уровней, время пролета газа через область разряда и резонатора), т. е. выполнены условия стационарного режима.

Зависимость мощности генерации от давления рабочей смеси при соотношении компонент $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 3 : 6$ показана на фиг. 3. Экспериментальные точки получены при оптимальном для каждого давления смеси токе разряда, который возрастал примерно пропорционально давлению. При $N_{\Sigma} \approx 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует приведенному давлению $p^* = 40 \text{ тор}$ при комнатной температуре) кривая насыщается и дальнейший рост плотности приводит к некоторому падению уровня выходной мощности.

Измерения коэффициента усиления по слабому сигналу (α_0) осуществлялись с помощью маломощного стационарного CO_2 лазера на переходе P20. Для оптимального режима ($p^* \approx 40 \text{ тор}$) коэффициент усиления $\alpha_0 = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. В пределах резонатора наблюдается незначительное ($\sim 3\%$) уменьшение α_0 с удалением от разрядных каналов.



Фиг. 3

Температура в потоке газа определялась по данным интерферометрических измерений. Оценки сделаны в предположении постоянства $N_{\Sigma}T$ по сечению камеры. В этом случае по распределению концентрации можно восстановить распределение температур. В оптимальном режиме температура газа в резонаторе $T = 500^\circ \text{К}$.

Для выяснения предельных энергетических характеристик инверсной среды одновременно с α_0 в каждом цикле работы установки измерялась интенсивность насыщения I_H . Максимальные плотности мощности пучка в этих экспериментах достигали 2 квт/см^2 при стационарной работе зондирующего ОКГ (диаметр диафрагмы, обрезающей пучок, 2 мм) и 3 квт/см^2 (диаметр диафрагмы 4 мм) в импульсном ($\tau \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ сек}$) режиме. При $p^* = 40 \text{ тор}$ измеренная интенсивность насыщения составляла 2.8 квт/см^2 .

Результаты экспериментов позволяют сделать некоторые выводы о свойствах инверсной среды. В режиме, когда резонатор излучает максимальную мощность, $\alpha_0 = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $T_g = 500^\circ \text{К}$. Температура газа находится в равновесии с вращательной температурой. Можно считать также, что существует равновесие между возбужденными молекулами N_2 и CO_2 , поскольку масштаб времени передачи возбуждения от N_2^* ($v = 1$) к CO_2 ($00^\circ 0$) в рассматриваемом случае порядка нескольких микросекунд, а время пролета через резонатор $d/v_0 = 80 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$.

Имеющихся данных достаточно для того, чтобы найти распределение молекул инверсной среды по колебательным и вращательным уровням (табл. 1).

Таблица 1

$\Delta n, \text{ см}^{-3}$	$n_{00^\circ 1}^{19}, \text{ см}^{-3}$	$n_{10^\circ 0}^{20}, \text{ см}^{-3}$	$N_{00^\circ 1}, \text{ см}^{-3}$	$N_{10^\circ 0}, \text{ см}^{-3}$	$N_{\text{CO}_2^\circ}, \text{ см}^{-3}$	$N_{\text{N}_2^*}, \text{ см}^{-3}$	$\frac{N_{00^\circ 1}}{N_{\text{CO}_2^\circ}}$
$9.1 \cdot 10^{14}$	10^{15}	$9.3 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^{15}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	$8.6 \cdot 10^{15}$	$6.45 \cdot 10^{15}$	0.2

При вычислениях заселенностей вероятность спонтанного излучения по переходу $\text{P}20$ принималась равной $A_{10^\circ 0, 20}^{00^\circ 1, 19} = 0.17 \text{ сек}^{-1}$ [3], а величина форм-фактора для центра линии, определяемая в данном случае ударным уширением, $S(v_0) = 1.9 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$.

В оптимальном режиме значительная часть энергии колебательного возбуждения молекул (N_2^* ($v = 1$) + $\text{CO}_2 00^\circ 1$) преобразуется в излучение в пределах резонатора. Об этом свидетельствует тот факт, что при работе с двумя резонаторами, разнесенными на 25 см , мощность, излучаемая вторым (дальним) резонатором, снижается на порядок при включении первого. Плотность возбужденных молекул, которые могут принять участие в генерации, $N_{\text{N}_2^*} + N_{\text{CO}_2 00^\circ 1} = 8.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что учет вклада верхних колебательных уровней возбужденного азота ($v = 2 \div 8$) и $\text{CO}_2 00^\circ m$ ($m > 1$) должен привести к поправке $\sim 20\%$. Если предположить, что энергия всех возбужденных молекул преобразуется в стимулированное излучение в пределах резонатора, то можно оценить максимальную мощность, которую способна развить инверсная среда

$$P_{\max} = 10^{-7} h \nu_0 d L v_0 (N_{\text{N}_2^*} + N_{\text{CO}_2 00^\circ 1}) = 9.4 \cdot 10^3 \text{ вт}$$

где d — поперечник резонатора.

Предельную мощность, отдаваемую системой, принято характеризовать произведением $\alpha_0 I_H V$ (V — объем резонатора). Для оптимального режима $P_{\alpha_0 I_H} = 14 \cdot 10^{-3} \text{ вт}$. Превышение $P_{\alpha_0 I_H}$ над P_{\max} связано с тем, что в условиях эксперимента запас колебательной энергии ($N_{\text{N}_2^*} + N_{\text{CO}_2 00^\circ 1}$)

ограничен, а механизм стационарной подкачки отсутствует. Это приводит к изменению параметров инверсной среды по поперечнику резонатора.

Как видно из фиг. 3, максимальная мощность, зарегистрированная в эксперименте, составляет 1.5 кВт . Если предположить, что параметры инверсной среды существенно не меняются при движении через резонатор, то с учетом реальных потерь в последнем предельная мощность, которая могла бы быть выведена из ОКГ, равна

$$W_1 = \frac{\pi d^2 I_H \tau}{4(2-\tau)} \left[\frac{\alpha_0 L}{\ln[(1-\tau)(1-\eta)]^{-1/2}} - 1 \right]$$

Здесь η — суммарные диссипативные потери в резонаторе ($\eta \approx 10 \cdot 10^{-2}$), τ — коэффициент пропускания выходного зеркала резонатора ($\tau \approx 20 \cdot 10^{-2}$). Коэффициент $(2-\tau)$ учитывает два направления распространения излучения.

При указанных выше параметрах резонатора $W_1 = 5.4 \cdot 10^3 \text{ вт}$. Различие между величиной W_1 и экспериментальным значением W_2 связано с тем, что расчет W_1 не учитывает значительного изменения инверсии при движении среды через резонатор.

Соответствие между экспериментом и приведенными оценками дает возможность назвать в качестве предельной плотности мощности, которую способна отдать данная среда, величину $W_{\text{max}} = 25 \text{ вт/см}^3$.

Сравним описанный выше способ возбуждения с методом независимой инъекции холодного CO_2 в струю возбужденного азота [3]. Преимущества последнего способа возбуждения очевидны: в этом случае исчезает опасность диссоциации молекул CO_2 и можно повысить вклад мощности в разряд, увеличив тем самым концентрацию колебательно возбужденного азота.

Инъекция холодного CO_2 была осуществлена в описанной выше схеме. Принцип действия использовавшейся системы смешения понятен из фиг. 1. Азот с добавкой или без добавки гелия возбуждался в каналах δ . CO_2 нагнетался в трубки 13 и через отверстия в них (диаметр отверстий 1 мм) вытекал в камеру. Струя возбужденного азота всасывала CO_2 и передача возбуждения осуществлялась при движении смеси газов вниз по потоку.

В табл. 2 приведены основные характеристики оптимальных режимов работы модели с совместной и независимой инъекцией CO_2 .

Таблица 2

Инъекция CO_2	Концентрация, см^{-3}			Мощность, подводимая к разряду, вт	$\alpha_0 L$	I_H , квт/см^2	$\alpha_0 I_H$, вт/см^3
	CO_2	N_2	He				
Совместная	$1.3 \cdot 10^{17}$	$3.9 \cdot 10^{17}$	$7.8 \cdot 10^{17}$	$2.7 \cdot 10^5$	0.39	2.8	36
Независимая	$1.5 \cdot 10^{17}$ ¹	$4 \cdot 10^{17}$	—	$2.7 \cdot 10^5$	0.59	2.15	50
Независимая	$3 \cdot 10^{17}$ ¹	$8 \cdot 10^{17}$	—	$4 \cdot 10^5$	0.41	2.8	36

¹ Приведены средние значения концентрации CO_2 из интерферометрических измерений

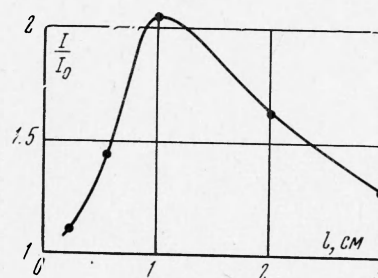
$$N_{\text{CO}_2} = \frac{1}{L} \int_0^L N(x) dx$$

Как видно из таблицы, оптимальные режимы довольно близки по своим параметрам. Следует отметить, что в случае независимого смешения гелий не является необходимым компонентом рабочей смеси.

Максимальное значение произведения $\alpha_0 I_H$ достигается при сравнительно малых плотностях. С ростом плотности интенсивность насыщения несколько возрастает, но снижение коэффициента усиления по слабому сигналу приводит в среднем к уменьшению произведения $\alpha_0 I_H$. Добавление гелия к возбуждаемому разрядом азоту увеличивает коэффициент усиления по слабому сигналу, но интенсивность насыщения при этом уменьшается и произведение $\alpha_0 I_H$ меньше, чем без гелия.

Параметры, достигнутые в схеме с независимым смещением газов, не являются предельными. Эффективность передачи возбуждения колебательной энергии оказывается довольно низкой из-за плохого смещения газов.

Присутствие плохо перемешивающихся струй газов с различными показателями преломления приводит к возникновению рефракционных эффектов, которые легко обнаруживаются при исследовании генерации. Несмотря на значительное усиление среды, в большинстве режимов генерация не наблюдается в первом резонаторе и наблюдается во втором (дальнем). Если известны τ , α_0 , I_H , то по измеренной мощности генерации можно оценить величину эффективных распределенных потерь, обусловленных рефракцией. Для режима, соответствующего третьей строке табл. 2, уровень потерь $\delta \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ в области дальнего резонатора.



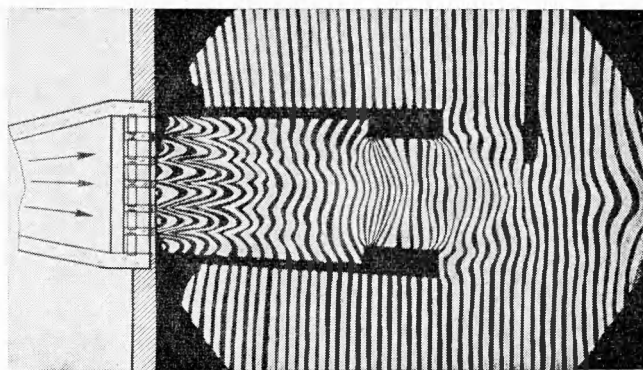
Фиг. 4

Присутствие неоднородностей вследствие плохого перемешивания наиболее наглядно проявляется при больших давлениях. На фиг. 4 показана зависимость усиления по слабому сигналу от расстояния до выхода из разрядных каналов для струи с $p = 1 \text{ атм}$. Наличие максимума на кривой усиления связано с конкуренцией двух процессов: смещения струй, приводящего к росту инверсии, и совместной релаксации молекул возбужденного N_2 и CO_2 . Оценки времени релаксации смеси ($CO_2 : N_2 = 1 : 1$) показывают [4], что инверсия должна исчезнуть на расстоянии нескольких миллиметров от выпускных отверстий. Существование значительного усиления на расстоянии $l = 3 \text{ см}$ свидетельствует о крайне плохом перемешивании. Отметим, что при значительном коэффициенте усиления α_0 ($\alpha_0 = 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) генерация в этом случае вообще не наблюдается. Отсутствие генерации можно объяснить только наличием больших градиентов плотности, приводящих к расстройке резонатора. При характерном размере струй $2R \approx 0.3 \text{ см}$ отклонение луча за счет разности показателей преломления CO_2 и N_2 на длине $L = 20 \text{ см}$ $\varphi \sim L(n_{CO_2} - n_{N_2}) / R$ может достигать одного градуса (n_{CO_2} , n_{N_2} — показатели преломления CO_2 и N_2 , R — масштаб неоднородности).

Из приведенных данных следует, что в системах с независимым смещением не удастся полностью использовать запас колебательной энергии возбуждения из-за плохого взаимопроникновения струй. Для улучшения энергетической эффективности следует стремиться к уменьшению диаметра исходных струй и турбулизации перемешивания.

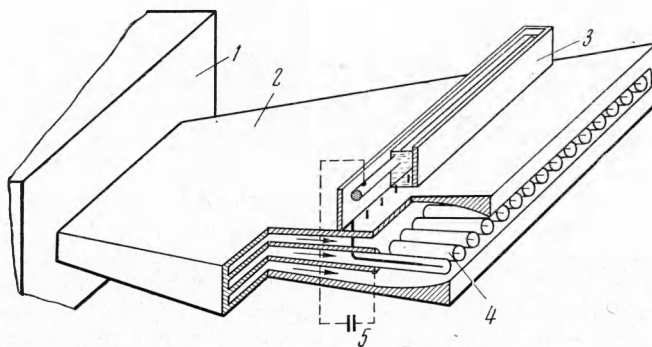
В случае, когда заранее приготовленная смесь прогоняется через разрядные промежутки, ситуация существенно упрощается, поскольку N_2^* ($v = 1$) и $CO_2^{00 \text{ or } 01}$ находятся в равновесии в любой точке среды. Следует обратить внимание на трудность другого рода, возникающую при возбуждении смеси в разрядных каналах конструкции, изображенной на фиг. 1. Эта трудность связана с неравномерностью распределения тока по радиусу канала.

На фиг. 5 приведена интерферограмма поля течения при $p^* = 40 \text{ тор}$, иллюстрирующая неоднородность распределения плотности на выходе из разрядных промежутков. Плотность газа по оси канала примерно вдвое выше, чем по периферии, что свидетельствует о более низкой температуре на оси. Такой вид распределения плотности газа заставляет предположить,



Фиг. 5

что разряд горит преимущественно в пристеночной области, вследствие чего теплопередача на стенки может быть значительной, а эффективность возбуждения смеси уменьшается. Как показывают оценки, отношение полной энергии, содержащейся в газе (колебательной, вращательной и тепловой), к энергии, подведенной к разряду, составляет в этом случае 50%.



Фиг. 6

Неоднородность распределения тока по сечению канала не является принципиальным эффектом. Неоднородность отсутствует в конструкции, изображенной на фиг. 6, которая была использована при больших давлениях с выходом газовой струи непосредственно в атмосферу. Обозначения на фиг. 6 следующие: 1 — резервуары газа, 2 — разгонные участки, 3 — объемное водяное сопротивление для развязки отдельных каналов, 4 — разрядные электроды, 5 — система разрядных каналов. Применение подобной конструкции при умеренных давлениях ($p \sim 0.1 \text{ атм}$) должно существенно улучшить энергетические характеристики ОКГ.

Авторы благодарны В. М. Федорову за полезные дискуссии и А. А. Борянюку, принимавшему участие в подготовке экспериментов.

Поступила 19 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Канаев И. Ф., Кругляков Э. П., Малиновский В. К. Квазистационарный CO_2 -ОКГ с «импульсным» возбуждением. ПМТФ, 1971, № 5, стр. 171.
2. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация и инверсная заселенность уровней молекул CO_2 в нестационарных условиях. ЖЭТФ, 1969, т. 57, стр. 385.
3. Brown C. O. High-power CO_2 electric discharge mixing laser. Appl. Phys. Letter, 1970, vol. 17, No. 9, p. 388.
4. Moore C. B., Wood R. E., Bei-Lok Hu, Yardley J. T. Vibrational energy transfer in CO_2 -lasers. J. Chem. Phys., 1967, vol. 46, No. 11, p. 4222.