

**ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЕННОСТЬ И ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ  
В ОПТИЧЕСКОМ КВАНТОВОМ ГЕНЕРАТОРЕ НА CO<sub>2</sub>  
С ПЕРЕМЕННОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ**

*П. А. Сквородко, Ю. А. Якоби*

(Новосибирск)

Механизм генерации в стационарном оптическом квантовом генераторе на CO<sub>2</sub> исследовался в [1-3]. В данной работе проведен численный анализ процессов в ОКГ на CO<sub>2</sub> при быстром изменении добротности резонатора. Показано, что переход ОКГ в состояние с новой добротностью носит колебательный характер.

**1. Постановка задачи и методика расчета.** Процессы, происходящие в ОКГ, могут быть описаны системой кинетических уравнений для заселенностей лазерных уровней и плотности лучистой энергии в резонаторе [4,5].

Специфичным для газовых ОКГ является изменение заселенностей энергетических уровней в результате неупругих столкновений с другими атомами (молекулами). С учетом этого, а также пренебрегая неоднородностью среды и поля, система кинетических уравнений для газового ОКГ с переменной добротностью может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= V - W_2 N_2 - \frac{Bs}{\Delta\nu} (N_2 - N_1) \rho & (1.1) \\ \frac{dN_1}{dt} &= W_2 N_2 - W_1 N_1 + \frac{Bs}{\Delta\nu} (N_2 - N_1) \rho \\ \frac{d\rho}{dt} &= \left[ h\nu \frac{Bs}{\Delta\nu} (N_2 - N_1) \frac{l}{d} - L \frac{c}{d} \right] \rho \end{aligned}$$

где  $N_2$  и  $N_1$  — заселенности верхнего и нижнего лазерных уровней, соответствующих колебательным состояниям 00°1 и 10°0,  $\rho$  — плотность энергии в резонаторе,  $V$  — скорость заполнения верхнего уровня,  $W_2$  и  $W_1$  — соответственно вероятности дезактивирующих молекулярных столкновений для верхнего и нижнего лазерных уровней,  $B$  — коэффициент Эйнштейна для индуцированного излучения с верхнего уровня на нижний,  $\Delta\nu$  — ширина линий спонтанного перехода  $2 \rightarrow 1$ ,  $L$  — относительные потери при одном проходе резонатора,  $c$  — скорость света,  $d$  — длина резонатора,  $l$  — длина разрядной трубки. Величина  $s$  характеризует связь общей заселенности колебательных уровней с заселенностью отдельных колебательно-вращательных уровней. Поскольку вращательная релаксация происходит достаточно быстро (за время порядка  $10^{-7}$  сек [1]), распределение энергии по вращательным уровням можно считать бальцовановским с газовой температурой. Такое распределение описывается выражением

$$n^J = \frac{2NhcA}{KT_0} (2J + 1) \exp \left[ - \frac{Ahc}{KT_0} J (J + 1) \right]$$

где  $J$  — вращательное квантовое число,  $h$  — постоянная Планка,  $T_0$  — газовая температура,  $A = 0.394 \text{ см}^{-1}$  — вращательная постоянная для молекулы CO<sub>2</sub>. В дальнейшем будем рассматривать лишь наиболее сильный

лазерный переход между состоянием  $00^{\circ}1$  ( $J = 21$ ) и  $10^{\circ}0$  ( $J = 22$ ). Изменение заселенности на один вращательный квант составляет  $\sim 2\%$ , поэтому [6]

$$n_2^J - n_1^{J+1} = (N_2 - N_1)s$$

где

$$s = \frac{2hcA}{KT_0} (2J + 1) \exp\left[-\frac{Ahc}{KT_0} J(J + 1)\right]$$

Если  $T_0 = 600^{\circ}\text{C}$ , то  $s = 5.3 \cdot 10^{-2}$ .

В системе уравнений (1.1) учтены лишь основные процессы заполнения и опустошения уровней. Это ограничение осуществлялось на основании конкретной оценки вклада большого числа процессов. Заполнение верхнего лазерного уровня происходит в результате двухступенчатого процесса — электронного возбуждения колебаний молекул азота с последующей передачей энергии при столкновениях на колебательный уровень  $00^{\circ}1$  молекулы  $\text{CO}_2$ . Вероятность возбуждения колебательных уровней молекулы азота  $W_3 = k_3 n_e$ , где  $n_e$  — концентрация электронов,  $k_3$  — константа скорости процесса



Основываясь на численных данных работ [1-3], положим  $k_3 = 4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ ,  $n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Отсюда  $W_3 = 20 \text{ сек}^{-1}$ . Константа скорости второго этапа  $k_4 = 7.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$  [3]. В ОКГ на  $\text{CO}_2$  обычно используются парциальные давления  $\text{CO}_2 - 1 \text{ тор}$ ,  $\text{N}_2 - 2 \text{ тор}$ ,  $\text{He} - 5 \text{ тор}$ . Вероятность возбуждения антисимметричного колебания молекулы  $\text{CO}_2$   $W_4 = k_4 N_a$ , где  $N_a$  — концентрация молекул азота. Если  $N_a = 6.2 \cdot 10^{16}$ , то  $W_4 = 470 \text{ сек}^{-1}$ . Таким образом скорость возбуждения антисимметричного типа колебаний молекулы  $\text{CO}_2$  лимитируется скоростью электронного возбуждения колебаний молекул азота. Скорость этого процесса  $V = \alpha n_e N_a k_3$ , где  $\alpha$  — среднее число возбуждаемых одним электроном колебательных квантов,  $\alpha = 3.5$  [3],  $V = 2.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

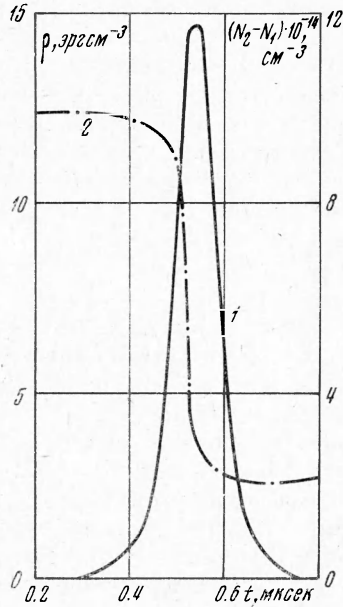
Опустошение верхнего лазерного уровня происходит за счет индуцированного излучения и столкновительной релаксации с молекулами  $\text{CO}_2$ . Вероятность этой релаксации  $2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$  [3]. Релаксация нижнего лазерного уровня происходит в два этапа — сначала на уровень  $01^{\circ}0$ , а затем на основной уровень. Используя данные работы [3], имеем для вероятности первого этапа  $-5.5 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$  и вероятности второго этапа  $-3.8 \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$ . Таким образом, скорость опустошения нижнего лазерного уровня лимитируется переходом  $01^{\circ}0 \rightarrow 00^{\circ}0$ . Уширение спектральной линии полагалось доплеровским. Длина резонатора (270 см) и размеры разрядной трубки (длина 200 см, внутренний диаметр 24 мм) были выбраны такими же, как в работе [7]. Вероятности спонтанных радиационных переходов с рассматриваемых уровней очень малы ( $\sim \text{сек}^{-1}$ ), поэтому им можно пренебречь.

Нелинейность системы уравнений (1.1) исключает возможность получения точного решения даже для простейших законов изменения  $L(t)$ . Лишь в случае  $L = \text{const}$  существует аналитическое решение. Решение системы уравнений (1) для переменных потерь находилось методом Рунге—Кутта на ЭВМ.

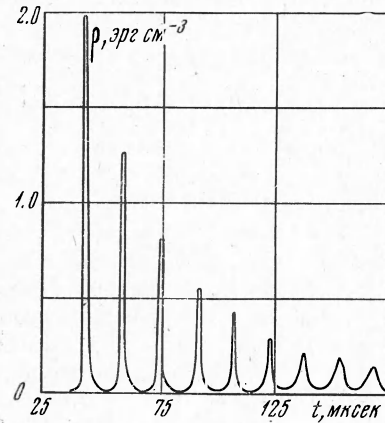
**2. Быстрое включение добротности.** Рассмотрим случай, когда потери изменяются скачком в момент времени  $t = 0$ . При  $t < 0$  потери выше критических, и генерация отсутствует, инверсная заселенность максимальна. В момент  $t = 0$  потери уменьшаются до некоторой величины  $L_2 < L_*$ . Рассчитанные для случая полезных потерь  $L_2 = 0,4$  плотность излучения (кривая 1) и инверсная заселенность (кривая 2) непосредственно после включения добротности как функция времени представлены на фиг. 1.

На фиг. 2 представлена релаксация плотности излучения в стационарное состояние, которая является продолжением зависимости на фиг. 1 в другом временном масштабе (первый импульс не показан, его амплитуда выше амплитуды второго импульса в 7 раз). Выходная мощность  $P$  изменяется аналогично плотности энергии, будучи связана с ней соотношением  $P = \rho V_0 / \tau$ , где  $V_0$  — объем активной среды,  $\tau$  — время затухания фотонов,  $1/\tau = (L - L_0) c/d$ , где  $L_0$  — паразитные потери. Спустя 0.4 мксек после включения добротности появляется импульс индуцированного излучения большой амплитуды, длительностью  $\sim 50$  нсек. Пиковая выходная мощность составляет при этом 55 квт.

Указанные характеристики гигантского импульса генерации хорошо соответствуют экспериментальным данным



Фиг. 1



Фиг. 2

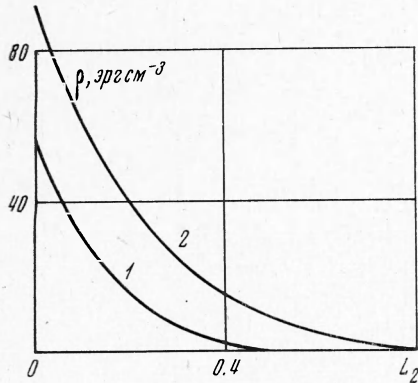
работы [7], в которой при непрерывной мощности 25 вт наблюдался гигантский импульс длительностью менее 100 нсек и пиковой мощностью более 10 квт, причем нижний временной предел лимитировался инерционностью детектора.

Рассмотрим подробнее характеристики гигантского импульса в зависимости от полезных потерь  $L_2$ . Математический эксперимент ставился при двух значениях начальных потерь:  $L_1 > L_*$  и  $L_1 = 0.5$ . Время появления импульса вначале слабо растет с  $L_2$ , а затем резко увеличивается по мере приближения  $L_2$  к  $L_1$ . Это связано с тем, что при больших потерях превышение усиления над затуханием становится меньше. Отметим, что при  $L_1 = 0.5$  гигантский импульс возникает быстрее. Причина этого заключается в том, что в случае  $L_1 = 0.5$  плотность излучения возрастает от заметной величины (имеет место слабая генерация), а в случае  $L_1 > L_*$  от плотности спонтанного излучения  $\rho_0$ . Это обстоятельство задается в качестве начального условия  $\rho|_{t=0} = \rho_0$ .

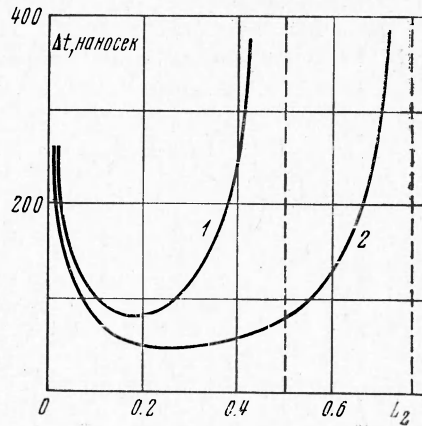
Характеристики первого гигантского импульса в зависимости от полезных потерь  $L_2$  для случаев, когда начальные потери  $L_1 = 0.5$  (кривая 1) и начальных потерь, превышающих критические (кривая 2), представлены на фиг. 3 (плотность излучения), фиг. 4 (ширина импульса  $\Delta t$ ), фиг. 5 (пиковая мощность  $P^*$ ).

Оказывается, что величина импульса индуцированного излучения тем больше, чем больше разность  $L_1 - L_2$  (фиг. 3). Математический экспери-

мент показывает также наличие минимума ширины импульса в зависимости от  $L_2$  (фиг. 4). Вначале по мере роста  $L_2$  наблюдается уменьшение ширины от 400 нсек при  $L_2 = 0.05$  до 50 нсек при  $L_2 = 0.25$ . Это связано с уменьшением времени затухания фотонов. Однако при дальнейшем росте  $L_2$  из-за малого превышения усиления над потерями импульс «разгорается»



Фиг. 3

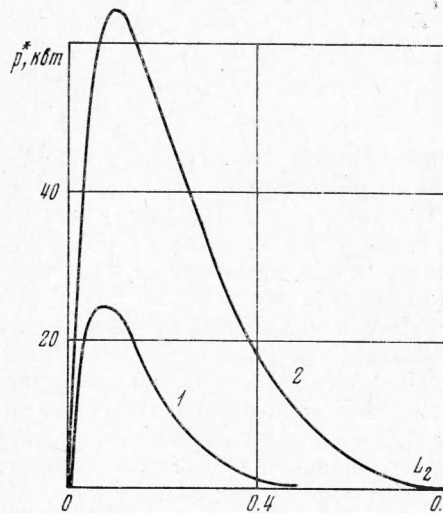


Фиг. 4

очень медленно. В работе [7] авторы отмечают, что ширина импульсов уменьшается с ростом потерь. Основанием для этого служит эксперимент при двух различных значениях коэффициента пропускания зеркала резонатора. Однако, как показывает фиг. 4, путь к сокращению ширины импульса лежит через нахождение оптимального значения  $L_2$ . Пиковая выходная мощность  $P^*$  (фиг. 5) имеет максимум в зависимости от  $L_2$ , что обусловлено наличием минимума ширины импульса.

Мощность при  $L_1 = 0.5$  значительно меньше, чем при  $L_1 < L_*$ , так как в первом случае меньше запасенная энергия и больше ширина импульса.

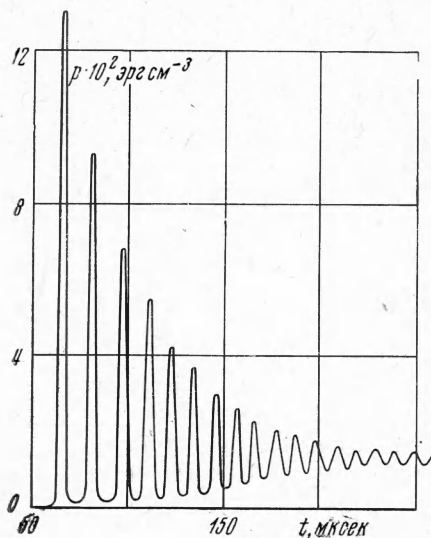
Математический эксперимент показывает вслед за первым импульсом наличие целой серии импульсов с убывающей амплитудой и возрастающей шириной с частотой следования  $\sim 50$  кгц (фиг. 2). Появление второго и последующих импульсов может быть объяснено следующим образом. В процессе развития первого импульса быстро падает инверсная заселенность, причем она продолжает падать из-за наличия излучения и в тот момент, когда усиление сравнивается с затуханием. Поэтому к моменту окончания первого импульса инверсная заселенность падает ниже стационарного значения, соответствующего потерям  $L_2$ . Вслед за этим инверсная заселенность начинает снова расти, причем из-за отставания плотности излучения от инверсии она достигает значения, превышающего стационарное, возникает второй импульс и т. д.



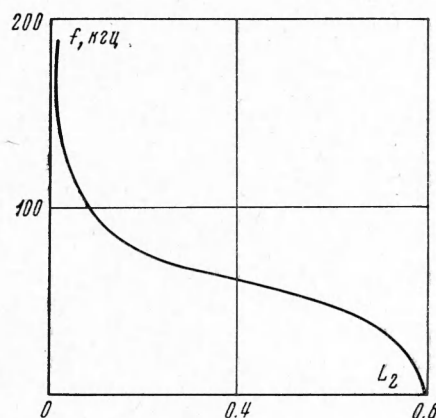
Фиг. 5

Очевидно, что при модуляции добротности методом вращающегося зеркала [7] последующие импульсы не могут наблюдаться из-за малости времени включения добротности. Авторами проводилась модуляция добротности  $\text{CO}_2$ -лазера с помощью механического прерывателя в полости резонатора. При этом вслед за первым гигантским импульсом наблюдалась целая серия последующих импульсов с интервалами 10–15 мксек, быстро убывающих по амплитуде.

**3. Быстрое выключение добротности.** Рассмотрим, наконец, случай, когда потери скачком увеличиваются от  $L_1$  до  $L_2$ , оставаясь тем не менее



Фиг. 6



Фиг. 7

ниже критических. На фиг. 6 представлена зависимость плотности излучения  $\rho$  от времени для случая, когда потери внезапно возросли от  $L_1 = 0.1$  до  $L_2 = 0.2$ . При этом усиление становится меньше затухания, вследствие чего плотность излучения падает до тех пор, пока усиление и затухание не сравняются. В дальнейшем релаксация плотности излучения в стационарное состояние носит импульсный характер, причем амплитуда импульсов с хорошей точностью является экспоненциально затухающей функцией времени.

Интересной особенностью рассматриваемого процесса релаксации является то обстоятельство, что характерная частота следования импульсов  $f$  практически не зависит от предыстории, т. е.  $L_1$ , а является функцией лишь конечного состояния  $L_2$  (фиг. 7). Эта закономерность имеет место и для процессов релаксации при быстром включении добротности (п. 2). Для широкого диапазона  $L_2$  интервал между импульсами соответствует времени релаксации нижнего лазерного уровня. Общее время релаксации плотности излучения в стационарное состояние зависит от разности  $L_2 - L_1$ . По расчету для  $\text{CO}_2$ -лазера это время колеблется в интервале  $0,1 \div 1$  мсек и по порядку величины соответствует времени релаксации верхнего лазерного уровня.

Авторы благодарят Р. И. Солоухина за постоянное внимание и помощь в работе.

Поступила 25 VI 1971

