

6. Таким образом, в наших экспериментах впервые зарегистрирована интерференция нелинейных оптических процессов различного порядка и различной физической природы — ГТГ и ГСЧ — при отражении от поверхности Si (111). Измерены параметр анизотропии  $\zeta_D$  и относительные величины  $\chi_{111}^{(3)D}$  и  $\zeta_Q$ .

Авторы признательны С. А. Ахманову за поддержку работы и обсуждения результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Ахманов С. А. и др. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1077; Opt. Comm., 1983, 47, p. 202; Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 1118. [2] Driscoll T. A., Guidotti D., Gerritsen H. J. Solid State Comm., 1983, 46, p. 337. [3] Sharf C. V., Yen R., Hirlimann C. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p. 900. [4] Tom H. W. K., Heinz T. F., Shen Y. R. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, p. 1983. [5] Litwin J., Moss D. J., Sipe J. E., van Driel H. M. In: IQEC-84, Postdeadline papers, W1129. [6] Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н. УФН, 1985, 145, с. 966. [7] Burns W. K., Bloembergen N. Phys. Rev., 1971, B4, p. 3437.

Поступила в редакцию  
01.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

УДК 621.373.826

#### О РАСПРЕДЕЛЕНИИ УСИЛЕНИЯ ПО ВРАЩАТЕЛЬНЫМ ЛИНИЯМ В СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРЕ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А. Б. Васильев, В. А. Спажакин

(кафедра оптики и спектроскопии)

В настоящей работе проведено экспериментальное изучение распределения коэффициента поглощения (КП) или усиления (КУ) по колебательно-вращательным переходам молекул СО<sub>2</sub> при наличии стационарного насыщающего поля, резонансного одному из них. Целью работы являлось получение количественной информации о величине искажений «равновесного» распределения КУ в СО<sub>2</sub>-лазере под действием генерации. Экспериментальные данные такого рода в литературе отсутствуют, а результаты теоретических расчетов, полученные в рамках различных подходов [1—4], не сопоставлены между собой. (В частности, из результатов [4] следует возможность 5%-ного отличия заселенностей вращательных уровней СО<sub>2</sub> от бoльцмановских значений при плотностях поля  $\sim 10^2$  Вт/см<sup>2</sup>.) Вместе с тем такие сведения важны для выяснения границ применимости модели бoльцмановского распределения населенностей по вращательным уровням, широко используемой для расчетов энергетических характеристик молекулярных лазеров непрерывного действия.

Теоретические оценки проводились как путем решения балансных уравнений для плотностей заселенностей вращательных уровней с привлечением модели сильных столкновений, так и на основе диффузионной модели вращательной релаксации, предполагающей механизм вращательного обмена, близкий к «пошаговому». В первом случае считалось [2], что вероятность обмена энергией между двумя вращательными уровнями зависит от квантового числа одного из них  $\Gamma_{ij'j} = \Gamma_i F(j)$ , где  $\Gamma_i$  — величина, характеризующая скорость вращательной релаксации  $i$ -го колебательного уровня, а функция  $F(j)$  представляет собой нормированное бoльцмановское распределение. Во втором случае использовалось решение стохастических диффузионных уравнений для распределений плотностей населенностей по континууму вращательных уровней [1, 5]. При этом коэффициент диффузии выражался соотношением  $D_i = \kappa_i x$ , где  $\kappa_i$  — вероятность вращательного обмена,  $x = j(j+1)\Theta_R/T$  — непрерывная энергетическая координата ( $\Theta_R$  и  $T$  — характеристическая и вращательная температуры).

Основные результаты выполненных расчетов свидетельствуют о том, что для типичных параметров активной среды газоразрядного СО<sub>2</sub>-лазера заметные отклонения распределения КУ от «равновесного» (более 1%) можно ожидать лишь при значительных степенях насыщения усиления  $X \geq 10$  ( $X = a_j^0/a_j$ ;  $a_j^0$  и  $a_j$  — ненасыщенный и насыщенный КУ). При использовании характерных для СО<sub>2</sub> значений  $\kappa_i/\Gamma_i \sim 10^{-2}$  [5] оба подхода дают близкие количественные оценки, хотя приводят к существенно различным распределениям насыщенного КУ.

Экспериментальные исследования проводились по дифференциальной методике, позволяющей определять разность между насыщенным и ненасыщенным КУ на проход. Для создания условий, при которых вероятность вынужденных переходов приближается к вероятности вращательного обмена, кювета с исследуемым газом помещалась в резонатор мощного насыщающего лазера (рис. 1). Прерывание генерации последнего вызывало модуляцию зондирующего сигнала. (При измерениях абсолютных значений ненасыщенных КУ модулятор прерывал излучение зондирующего лазера.) Ввод зондирующего луча в кювету осуществлялся с помощью брюстеровских пластин. В целях развязки в эксперименте обеспечивалась ортогональность плоскостей поляризации излучений. Селекция линий производилась с помощью дифракционных решеток. Мощность насыщающего поля определялась по величине выходной мощности лазера и измеренным коэффициентам отражения решетки 10 в нулевой и первой порядки. Кювета 1 представляла собой охлаждаемую проточной водой газоразрядную трубку с длиной активной части  $l=80$  см и внутренним диаметром  $d=2$  см. Для

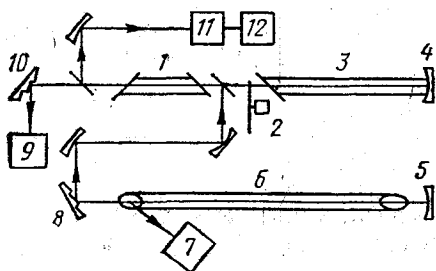


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 — кювета с газом; 2 — модулятор; 3, 6 — газоразрядные трубки насыщающего и зондирующего лазеров; 4, 5 — зеркала резонаторов; 8, 10 — дифракционные решетки; 11 — дифракционный спектрометр; 7, 9, 12 — приемники ИК-излучения

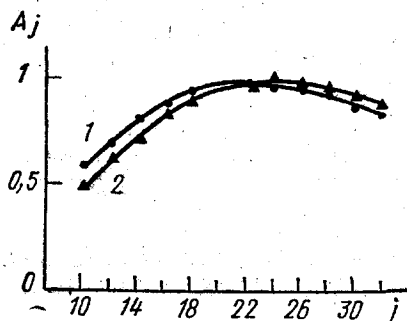


Рис. 2. Распределение амплитуды дифференциального сигнала по линиям  $P$ -ветви полосы 10,4 мкм  $\text{CO}_2$ . Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет в предположении сохранения «равновесного» распределения КУ по вращательным линиям; 1 — усиление в смеси  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ ; 2 — поглощение в  $\text{CO}_2$  при температуре 600 К

измерений в поглощении использовалась кварцевая трубка ( $l=90$  см,  $d=1,5$  см), нагреваемая с помощью нихромовой спирали, что позволило значительно увеличить значение КП  $\text{CO}_2$ .

Примеры типичных распределений нормированной амплитуды дифференциального сигнала  $A_j$  для усиливающих и поглощающих сред с давлением 3 Тор показаны точками на рис. 2. В первом случае в кювете находилась смесь  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$  с соотношениями компонент 1:1:6, возбуждаемая током разряда 8 мА. Измерения в поглощении осуществлялись в  $\text{CO}_2$  технической чистоты при температуре 600 К. Насыщающий лазер генерировал на линии  $P(20)$  полосы 10,4 мкм. Плотность мощности внутри резонатора составляла соответственно  $310 \pm 20$  и  $150 \pm 10$  Вт/см<sup>2</sup>, что приводило к степеням насыщения  $X=8 \pm 2$  и  $6 \pm 1$ . Точность измерений величины  $A_j$  была  $\sim 1\%$ , в то время как ошибка определения абсолютных значений насыщенных КУ и КП, которое выполнялось с помощью прямого зондирования кювет, составляла 10–15%.

Сплошными линиями на рис. 2 показаны расчетные распределения  $A_j$ , найденные по измеренным значениям ненасыщенного КУ в предположении «равновесного» характера насыщенного КУ (КП) и указанных степеней насыщения.

Как видно из сопоставления приведенных данных, эксперименты не обнаруживают заметных искажений распределения КУ или КП под действием селективного поля. Аналогичные результаты получены для насыщающего поля, соответствующего другим вращательным линиям, при различных составах исследуемых сред и давлениях 1–10 Тор. Анализ найденных зависимостей  $A_j$  и ошибок измерений позволяет оценить отличия значений  $a_j$  от величин, задаваемых бальцмановскими значениями населенностей вращательных уровней  $a_j^e$ . При давлениях среды 1–10 Тор  $(a_j - a_j^e)/a_j^e$  не превышает 1–2% вплоть до степеней насыщения  $X=10 \pm 2$ .

Полученные экспериментальные результаты позволяют обосновать предположение о сохранении равновесного вращательного распределения в типичных условиях генерации непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера, значительно упрощающее вычисление его параметров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сафарян М. Н., Ступоченко Г. В. Журн. прикл. мех. и технич. физики, 1964, № 4, с. 29. [2] Степанов Б. И., Чураков В. В. Журн. прикл. спектр., 1971, 14, с. 990. [3] Мкртчян М. М., Платоненко В. Т. Квант. электроника, 1978, 5, с. 2104. [4] Steverding V. J. Appl. Phys., 1979, 50, p. 5994. [5] Короленко П. В., Макаров В. Г. Журн. прикл. спектр., 1981, 34, с. 980.

Поступила в редакцию  
15.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 3

#### АКУСТИКА

УДК 53:51

#### ОБРАТНАЯ ГРАНИЧНАЯ ЗАДАЧА ДЛЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

В. А. Буров, А. А. Горюнов, Т. А. Тихонова

(кафедра акустики)

В работе [1] показана возможность сведения решения обратной внешней краевой задачи I и II рода для уравнения Гельмгольца к решению обратной задачи для уравнения Гельмгольца в пространстве с рефракционной неоднородностью  $c(x)$  в случае скалярных волн. В настоящей работе получены выражения, позволяющие рассматривать обратную задачу рассеяния звука на неоднородностях среды в твердом теле и обратную граничную задачу для твердого тела с единой точки зрения.

Рассмотрим рассеяние звукового поля на полости достаточно произвольной формы в однородной упругой среде, характеризующейся параметрами Ламэ  $\lambda$  и  $\mu$  и плотностью  $\rho$ . Форма рассеивателя описывается характеристической функцией

$$\gamma(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x \text{ внутри рассеивателя,} \\ 0, & \text{если } x \text{ вне рассеивателя, } x \in R_3. \end{cases}$$

Уравнение, описывающее рассеяние векторного звукового поля некоторой поверхностью  $S$ , имеет вид [2]

$$\begin{aligned} & \int_S \hat{n}_j \Gamma_{ijkl} [u_i(x') \partial_k G_{lm}^0(x/x') - G_{lm}^0(x/x') \partial_k u_l(x')] dS' + \\ & + \int_V \rho f_j(x') G_{jm}^0(x/x') dx' = \begin{cases} u_m(x), & x \text{ вне } S, \\ 0, & x \text{ внутри } S, \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u_j(x)$  — вектор смещения,  $\Gamma_{ijkl}$  — тензор упругости (для изотропной среды  $\Gamma_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{kj})$ ),  $i, j, k, l = 1, 2, 3$ ;  $G_{lm}^0(x/x')$  — тензор смещений Грина, удовлетворяющий уравнению

$$\partial_i (\Gamma_{ijkl} \partial_k G_{lm}^0(x/x')) + \rho \omega^2 G_{jm}^0(x/x') = -\delta_{jm} \delta(x - x'),$$

где  $x$  — точка наблюдения,  $x'$  — точка источника,  $\hat{n}_j$  — нормаль к поверхности  $S$ ,  $f_j(x')$  — источники внешнего поля (рисунок). Граничным условием для свободной поверхности твердого тела является равенство нулю вектора поверхностного напряжения

$$t_i(x') = \hat{n}_j T_{ij}(x'),$$

где  $T_{ij}(x)$  — тензор напряжений, определяемый из обобщенного закона Гука:  $T_{ij} = \Gamma_{ijkl} (\partial_k u_l)$ .