

19. Ip J. K. K., Burns G. Recombination of Br atoms by flash photolysis over a wide temperature range. II. Br₂ in He, Ne, Ar, Kr, N₂ and O₂.— *J. Chem. Phys.*, 1969, vol. 51, N 8.
20. Васильев В. М., Сафарян М. Н., Скребков О. В. О расчете химически неравновесного течения многокомпонентного газа через сопло.— *Изв. АН СССР*, 1971, № 5.

УДК 621.378.33

РЕЗОНАНСНОЕ (10,6 МКМ) ПОГЛОЩЕНИЕ CO₂ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин

(Новосибирск)

Углекислый газ широко используется в различных молекулярных лазерных системах, поэтому представляют интерес измерения коэффициента поглощения CO₂ на частоте обычно используемого лазерного перехода (100, J) → (001, J + 1) на длине волны 10,6 мкм в широком диапазоне температур и плотностей газа. Для этой цели полезно воспользоваться методом сжатия и нагрева исследуемого газа в ударных волнах [1, 2]. В настоящее время достаточно подробно исследована зависимость коэффициента поглощения CO₂ α на длине волны 10,6 мкм от давления при комнатной температуре газа [3, 4], однако уже в этой области изменения параметров попытки сопоставления расчетных значений α с экспериментом (при p ≥ 1 атм) выявили значительные расхождения, связанные в первую очередь с несовершенством аппроксимации формы линий колебательно-вращательного спектра молекулы CO₂ лоренцовским контуром.

Интересно проследить за поведением коэффициента поглощения при высоких температурах газа, где значения α могут быть особенно велики. В работе [5] определена зависимость α от температуры при p ≈ 1 атм в диапазоне температур 300—420 К. Выяснилось, что измеренные значения коэффициента поглощения существенно выше расчетных, поэтому для объяснения зависимости α(T) в работе [5] сделано предположение об изменении сечения столкновительного уширения контура линии молекул CO₂ в зависимости от температуры в виде σ_c ~ T^{-1/2}. В [6] аналогичные измерения проведены вплоть до температур ~615 К. Основываясь на расчетах [7], авторы объяснили полученные ими высокие значения α вкладом переходов «смешанных» состояний (11¹⁰ → 01¹¹, 12⁰⁰ → 02⁰¹) без привлечения зависимости сечения уширения от температуры. В работе [8] с использованием техники ударной трубы проведены измерения α до T ~ 1600 К. При расчетах коэффициента поглощения авторы этой работы учитывали вклад «смешанных» переходов и, кроме того, предполагали зависимость σ_c ~ T^{-1/2}.

В данной работе определялась температурная зависимость как для CO₂, так и для смеси CO₂ и азота в широком диапазоне температур (500—2100 К). Проведены также измерения α в зависимости от давления при высоких температурах газа (1100 и 1600 К) как за падающей, так и за отраженной ударной волной. Цель описываемых ниже опытов — определение границ применимости простейших методов теоретического описания резонансного поглощения в CO₂ при умеренных и повышенных давлениях газа.

При расчетах α учитывались следующие обстоятельства. Существенный вклад в значение α для основного перехода (100, J) → (001, J + 1) вносят также и переходы типа (1n0, J) → (0n1, J ± 1), частоты которых лежат достаточно близко к частоте основного перехода, а населенности уровней при T ≥ 500 К (n = 1, 2) становятся значительными. По оценке [7] уже при T = 620 К и p = 1 атм такие переходы увеличивают α в центре линии P 20 на 42,1%. Кроме того, при давлении p ≥ 1 атм становится

существенным перекрытие соседних вращательных линий, что должно приводить к увеличению α в несколько раз [4]. Поэтому для коэффициента поглощения следует использовать следующее выражение:

$$\alpha(J) = \sum_{(J',n)} \{ \alpha^{100 \rightarrow 001}(J') \Phi(J, J') + \alpha^{1n0 \rightarrow 0n1}(J') \Phi_n(J, J') \},$$

где Φ — формфактор. В случае столкновительно уширенного контура величина α для центра отдельной линии может быть найдена по формуле [9]

$$\alpha = (\lambda^2 A_{21} / 4\pi^2 \Delta\nu_c) (N_2 - (g_2/g_1) N_1)$$

(обозначения стандартные).

Для столкновительного контура

$$\Phi(J, J') = \frac{1}{1 + \left[\frac{2(\lambda(J) - \lambda(J'))}{\Delta\nu_c} \right]^2}$$

Населенности колебательно-вращательных уровней вычислялись в предположении о полном термодинамическом равновесии за фронтом ударной волны

$$N_i = (N r_i / Q_v Q_R) \exp\{ -\Theta_{vi}/T - \Theta_{Ri} J_i (J_i + 1) / T \},$$

где Q — статсуммы; Θ — характеристические температуры i -го уровня (индексы v и R относятся соответственно к колебательной и вращательной степеням свободы); r_i — статистический вес i -го уровня. Формулы для вычисления частот переходов, а также основные колебательно-вращательные константы приведены в работе [7]. При проведении расчетов существенным является выбор зависимости полуширины контура от температуры

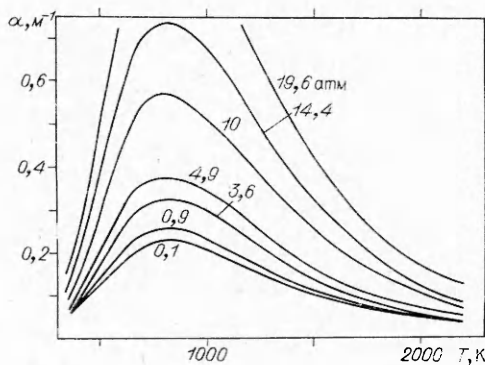
$$(1) \quad \Delta\nu_c = C p (300/T)^k.$$

Наилучшее совпадение расчетных зависимостей с экспериментальными получается, если аналогично работам [5, 8] положить в формуле (1) показатель степени $k = 1$, т. е. принять $\sigma_c \sim T^{-1/2}$.

Константа C слабо зависит от вращательного числа J . Из проведенной в [10] аппроксимации данных работы [11] эта зависимость имеет вид

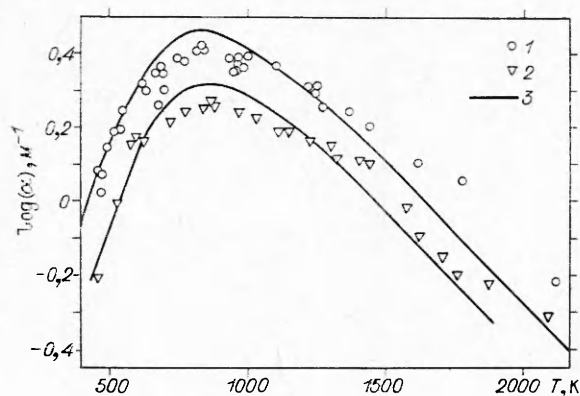
$$C = 0,118 - 0,0008(J \pm 1),$$

где плюс относится к P -ветви, а минус — для R -ветви лазерного перехода в CO_2 . Расчеты показывают: а) при комнатной температуре в диапазоне давлений 0,1—10 мм рт. ст. коэффициент усиления растет линейно с давлением от $2 \cdot 10^{-5}$ до $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (доплеровское уширение) и затем не меняется с ростом давления до $p \approx 0,2$ атм; б) в диапазоне изменения давления от 0,2 до 1 атм при $T \geq 500$ К происходит рост коэффициента поглощения CO_2 за счет вклада связанных состояний; в) при давлениях более 1 атм следует учитывать вклад в поглощение соседних линий [4], и этот эффект при давлениях порядка 10 атм увеличивает коэффициент поглощения более чем вдвое; г) температурная



Ф и Г. 1

(Вместо 0,6; 0,4; 0,2 читать 6; 4; 2.)

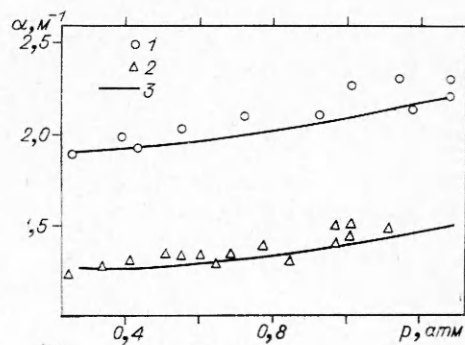


Ф и г. 2

зависимость коэффициента поглощения очень сильная [5, 6, 8]: при давлениях порядка и выше 0,01 атм с изменением температуры от 300 до 600 К α увеличивается на порядок, при $T = 800$ К достигает максимума и затем относительно медленно спадает. Степень чувствительности коэффициента поглощения к температуре и давлению хорошо иллюстрируется расчетными зависимостями $\alpha(p, T)$ для линии $P 18$ перехода $100 - 001$ CO_2 , приведенными на фиг. 1 (цифры над кривыми соответствуют давлению в атм).

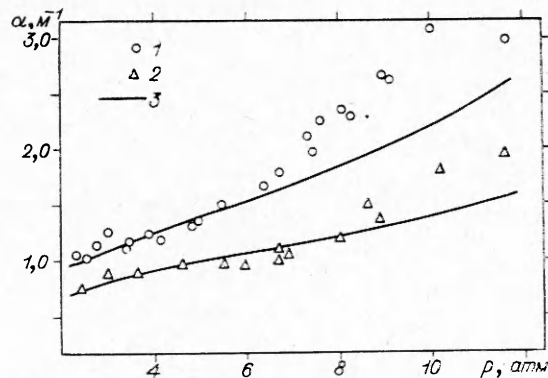
Нагрев CO_2 осуществлялся в ударной трубе квадратного сечения 5×5 см^2 . Методика измерения коэффициента поглощения аналогична системе для измерения усиления в газодинамическом лазере [12]: световой пучок электроразрядного CO_2 -лазера плотностью ~ 10 $\text{Вт}/\text{см}^2$ ограничивается двумя светофильтрами на длину волны 10,6 $\mu\text{м}$, пропускается через канал ударной трубы параллельно фронту волны и регистрируется германиевым приемником. Поскольку давление в исследуемом газе более чем на порядок превышало давление в резонаторе зондирующего лазера, контур линии поглощения значительно перекрывал контур линии излучения лазера, что практически исключало погрешность при измерении коэффициента поглощения из-за несовпадения спектров [13]. После записи сигнала поглощения в ударной волне с задержкой 50—200 $\mu\text{с}$ лазерный пучок «выключался» с помощью электрооптического затвора для определения его интенсивности в период записи.

При измерениях за фронтом отраженных ударных волн следует учитывать особенно сильно проявляющиеся в CO_2 эффекты взаимодействия отраженной волны с пограничным слоем. Поэтому аналогично [14] при работе с отраженными волнами использовался метод частичного отражения от торца цилиндра диаметром 30 мм , установленного в центральной части канала ударной трубы. На фиг. 2 результаты эксперимента сопоставлены с расчетами по описанной выше методике (здесь и на фиг. 3, 4 кривая 1 — измерения в чистом CO_2 , 2 — измерения в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$, 3 — расчет). Начальное давление выбиралось таким, чтобы давление за отраженной ударной волной составляло примерно 3 атм. Плотность сжатого газа в этих опытах изменялась в пределах $(1 - 3)10^{19}$ см^{-3} . При обработке данных использовались расчеты ударных адиабат, приведенные в [15], для смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ адиабата рассчитывалась по методике, описанной в [16]. Из полученных данных видно, что температурная зависимость коэффициента поглощения CO_2 при дав-



Ф и г. 3

лениях $p \geq 1$ атм хорошо описывается простейшей теорией поглощения при столкновительном уширении в иредположении о зависимости сечения уширения от температуры ($\sigma_c \sim T^{-1/2}$). При температурах $T \geq 1500$ К экспериментальные точки лежат несколько выше расчетных. Возможно, что при таких температурах становятся существенными переходы между высоколежащими уровнями, например, типа $00^02 \rightarrow 10^01$ [7].



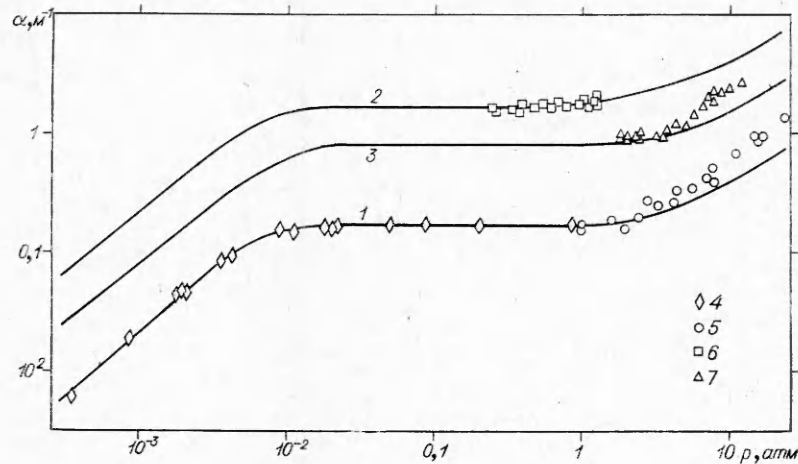
Ф и г. 4

Температурная зависимость $\alpha(T)$, имеющая переход через максимум, иллюстрирует существование эффекта «просветления» среды при повышении температуры $T > 800$ К. Такой эффект действительно наблюдался в опытах: за отраженной ударной волной поглощение меньше, чем в падающей, при температуре газа в падающей ударной волне 800—1000 К.

Поскольку обычно в лазерных активных средах углекислый газ используется в смеси с N_2 , были измерены коэффициенты поглощения излучения 10,6 мкм также и для смеси CO_2 и N_2 . В основном азот действует как инертный разбавитель, однако, поскольку CO_2 с N_2 имеет несколько меньшее (примерно на 25%), чем с CO_2 , сечение уширения при столкновениях, это, с одной стороны, приводит прямо к увеличению коэффициента поглощения, так как $\alpha \sim 1/\Delta\nu_c$, с другой — несколько уменьшает вклад в величину α соседних линий за счет меньшего их перекрытия. Учитывая это, можно убедиться в том, что зависимость $\alpha(T)$ для смеси $CO_2 + N_2$ также достаточно хорошо описывается простейшей теорией.

На фиг. 3, 4 (измерения за падающими ударными волнами ($T=1100$ К) и измерения за отраженными ударными волнами ($T=1600$ К) соответственно) представлены результаты измерений зависимости α от давления газа. Интересно отметить, что наблюдаемый рост величины α при изменении давления в диапазоне 0,2—1,2 атм (фиг. 3) в основном обусловлен увеличением вклада переходов «связанных» состояний. По данным работы [7] для линии $P 20$ изменения α в этом диапазоне еще более значительны, чем для $P 18$, за счет более близкого резонанса линии $P 20$ перехода ($100 \rightarrow 001$) и линии $R 23$ перехода ($01^11 \rightarrow 11^10$). Дальнейшее же увеличение α (см. фиг. 4) связано в основном с влиянием перекрытия соседних вращательных линий [4], причем при давлениях $p \geq 6$ атм различия экспериментальных и расчетных значений коэффициента поглощения становятся значительными. По-видимому, это расхождение можно частично объяснить отличием контура поглощения от лоренцовского [17]. Кроме того, за отраженной ударной волной в CO_2 возможны значительные нерегулярности и турбулизация среды [14], которые могут внести дополнительные потери при измерениях коэффициента поглощения.

На фиг. 5 приведена сводка данных о зависимости α от давления в широких пределах (от $0,3 \cdot 10^{-3}$ до 20 атм) и для различных температур газа: кривые 1—3 — 300, 1100 и 1600 К соответственно, кривая 4 — данные измерений из работы [3], 5 — данные из [4], температура 300 К, 6, 7 — измерения данной работы, температура 1100 и 1600 К соответственно. Как видно из этих данных, величина α может быть значительной, и поэтому поглощение излучения на 10,6 мкм (например, в «карманах» газодинамиче-



Фиг. 5

ских потоков в резонаторах проточных лазеров на CO_2) может существенно влиять на режимы генерации.

Подводя итоги, отметим, что в работе проведены систематические измерения коэффициента поглощения резонансного излучения (10,6 мкм) в CO_2 и в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ в широком диапазоне изменений температуры и давления газа. Зависимости $\alpha(p, T)$ при давлениях $p \leq 6$ атм достаточно точно описываются простейшей теорией при учете вклада переходов «связанных» состояний, а также в предположении о зависимости сечения уширения от температуры в виде $\sigma_c \sim T^{-1/2}$. При давлениях $p > 6$ атм, по-видимому, необходим более точный учет отличия контура поглощения от лоренцовского.

Авторы выражают благодарность Ю. А. Якоби и Ю. Я. Кузякову за полезные советы и обсуждения, Г. А. Заварзину за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 11 V 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Эмрих Р., Солоухин Р. И. Резонансное поглощение лазерного излучения метаном за фронтом ударной волны.— ФГВ, 1972, т. 8, № 1, с. 92.
2. Nowak A. V., Lyman J. L. The temperature-dependent absorption spectrum of the ν_3 band of SF_6 at 10,6 μm .— «J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer», 1975, vol. 15, N 10, p. 945.
3. Gerry E. T., Leonard D. A. Measurement of 10,6 μCO_2 laser transition probability and optical broadening cross sections.— «Appl. Phys. Lett.», 1966, vol. 8, N 9, p. 227.
4. Christiansen W. H., Mullaney G. J., Hertzberg A. Absorption in CO_2 at 10,6 μ with rotational line overlap.— «Appl. Phys. Lett.», 1971, vol. 18, N 9, p. 385.
5. Ely R., McCubbin T. K. The temperature dependence of the self-broadened half-width of the P-20 line in the 001—100 band of CO_2 .— «J. Appl. Opt.», 1970, vol. 9, N 5, p. 1230.
6. Leonard R. L. Measurements of small signal absorption at high temperature for the 001—100 band of CO_2 .— «J. Appl. Opt.», 1974, vol. 13, N 8, p. 1920.
7. Munje S. A., Christiansen W. H. Mixed mode contributions to absorption in CO_2 at 10,6 μ .— «J. Appl. Opt.», 1973, vol. 12, N 5, p. 993.
8. Strilchuk A. R., Offenberger A. A. High temperature absorption in CO_2 at 10,6 μ .— «J. Appl. Opt.», 1974, vol. 13, N 11, p. 2643.
9. Митчел А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы.— ОНТИ, 1937.

10. Chang N. C., Tavis M. T. Gain of high pressure CO₂ lasers.— «IEEE J. Q. E.», 1974, vol. 10, N 3, p. 372.
11. Devir A. D., Oppenheim V. P. Line width determination in the 9,4 and 10,4 μ bands of CO₂ using CO₂ laser.— «J. Appl. Opt.», 1969, vol. 8, N 9, p. 2421.
12. Крошко В. Н., Солоухин Р. И., Фомин Н. А. Влияние состава и температуры среды на эффективность термического возбуждения инверсии смещением в сверхзвуковом потоке.— ФГВ, 1974, т. 10, № 4, с. 473.
13. Солоухин Р. И., Якоби Ю. А. К вопросу об измерении коэффициента усиления.— ПМТФ, 1974, № 3, с. 3.
14. Солоухин Р. И. Некоторые данные о неравновесном состоянии углекислого газа за фронтом ударной волны.— ПМТФ, 1963, № 6, с. 138.
15. Lapworth K. C. Normal shock wave tables for air, argon, carbon dioxide, carbon monoxide, hydrogen, nitrogen, nitrous oxide and oxygen.— «Aeronautical Res. Council Current Papers», 1970, с. p. N 1101.
16. Law C. K., Bristow M. Tables of normal shock wave properties for oxygen and nitrogen in dissociation equilibrium.— In: UTIAS Techn. Note N 148, AFOSR 70—0766, Toronto, 1969.
17. Miller J. L., George E. V. High-pressure absorption spectrum of CO₂ laser bands at 10 μ.— «Appl. Phys. Lett.», 1975, vol. 27, N 12, p. 665.

УДК 621.375.82

О СУЩЕСТВОВАНИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ И СОЛИТОНОВ ПРИ ТРЕХЧАСТОТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВОЛН

Ю. Н. Карамзин, Т. С. Филипчук

(Москва)

В средах с квадратичной нелинейностью может происходить резонансное взаимодействие трех волн, частоты которых связаны соотношением $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. Одним из наиболее интересных следствий такого взаимодействия является возникновение при определенных условиях специфического распространения, когда взаимодействие носит в основном реактивный характер. При этом может происходить компенсация дифракционной расходимости (вследствие нелинейного изменения фазовых скоростей) ограниченных пучков с образованием связанных волноводов и компенсация дисперсионного расплывания коротких импульсов с образованием связанных солитонов [1—3].

В ряде частных случаев удалось найти профили волноводов и солитонов: аналитически (структура одной моды солитонов при наличии фазовой расстройки [1]) или численными методами (форма цилиндрических трехчастотных волноводов [2] и одномерных волноводов в вырожденном случае $\omega_1 = \omega_2$ [3] при фазовом синхронизме, а также одной моды цилиндрических пучков с расстройкой фазовых скоростей [3]). Однако в общем случае вопрос о существовании волноводов и солитонов оставался открытым.

В данной работе доказано существование двухпараметрического семейства волноводных и солитонных решений системы уравнений, описывающей трехчастотное взаимодействие волн в недиссипативной диспер-