

раметра и не связан с компонентами частот, как в вариантах многомерного резонанса. Поэтому спектральное разложение здесь не обязательно.

Литература

1. Туманов В.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. №5. С. 21 (Moscow University Phys. Bull. 1993. N5. P. 18).
2. Туманов В.С. // Там же. 1993. №6. С. 3. (Ibid. 1993. N6. P. 1).

3. Туманов В.С. // Там же. 1996. №4. С. 7 (Ibid. 1996. N4).
4. Туманов В.С. // Там же. 1997. №1. С. 9 (Ibid. 1997. N1).
5. Doddrell D.M., Pegg D.T., Bendall M.R. // J. Magn. Reson. 1982. 48. P. 323.
6. Bendall M.R., Pegg D.T. // J. Magn. Reson. 1983. 53. P. 272.
7. Sørensen O.W., Ernst R.R. // Ibid. 1983. 51. P. 477.
8. Эрнст Р., Боденхаузен Дж., Вокаун А. ЯМР в одном и двух измерениях. М., 1990.

Поступила в редакцию
25.10.96

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

ДИАГНОСТИКА КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР В CO₂-ЛАЗЕРЕ ПО УСИЛЕНИЮ НА ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ЛИНИЯХ РАЗЛИЧНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПОЛОС

В.А. Спажакин

(кафедра оптики и спектроскопии)

Разработана и апробирована методика определения колебательных температур неравновесного углекислого газа по отношению величин коэффициентов усиления (поглощения) на перекрывающихся линиях различных колебательных полос. Эксперимент показал, что усиление на ряде колебательно-вращательных линий "горячих" полос, перекрывающихся с линиями основных лазерных переходов CO₂, может быть найдено по вкладу в усиление линий основных полос 10,4 и 9,4 мкм.

При диагностике колебательных температур неравновесного углекислого газа по величинам коэффициентов усиления или поглощения (КУ) на различных колебательно-вращательных переходах [1-6], как правило, исключаются линии, частоты которых могут перекрываться с линиями других колебательных полос. В настоящей работе показано, что отличие усиления на ряде таких переходов основной полосы генерации CO₂ 00⁰1-[10⁰0, 02⁰0] от усиления на соседних вращательных линиях той же полосы, обусловленное вкладом от "перекрывающихся" линий "горячих" переходов, может быть экспериментально определено [7] и использовано для нахождения колебательных температур, причем для таких определений не требуются лазеры, генерирующие на "горячих" переходах.

Проанализируем в общем случае информативность отношений значений КУ на основном и "горячем" переходах. Выражение для величины КУ на частоте ν отдельно взятого колебательно-вращательного перехода CO₂ ($\nu'j' \rightarrow \nu j$) представимо в виде

$$\alpha_j(\nu) = \Lambda_{\nu} f_j \left[N_{\nu'} - N_{\nu} \exp \left(\frac{\theta_R}{T} \delta_j \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь $\Lambda_{\nu} = \zeta \frac{H(a, u)}{T^{3/2}} R_{\nu'}^2$, $\zeta = \frac{16\pi^3}{3h} \left(\frac{m}{2\pi k} \right)^{1/2} \theta_R$,

$f_j = S_j \exp[-j'(j'+1)\theta_R/T]$, S_j - фактор Хенля-Лондона, $\delta_j = j'(j'+1) - j(j+1)$ ($\delta_j = 2j$ для переходов P-ветви и

$\delta_j = 2(j+1)$ для переходов R-ветви), $H(a, u)$ - функция Фойгта, $a = \sqrt{\ln 2} \Delta \nu_L / \Delta \nu_D$, $\Delta \nu_L$ и $\Delta \nu_D$ - столкновительная и доплеровская ширины линии, $u = 2\sqrt{\ln 2}(\nu - \nu_0) / \Delta \nu_D$ - относительная отстройка от частоты центра линии ν_0 (отметим, что частотный сдвиг спектральных линий CO₂, обусловленный столкновениями, на два порядка меньше ударной ширины линии, и им можно пренебречь [8]), $R_{\nu'}$ - матричный элемент дипольного момента перехода, $N_{\nu'}$ и N_{ν} - населенности колебательных уровней, $\nu = (\nu_1 \nu_2 \nu_3)$ - совокупность квантовых чисел, характеризующих колебательное состояние, j', j - вращательные квантовые числа верхнего и нижнего уровней, $\theta_R = 0,56$ К - характеристическая вращательная температура нижних колебательных уровней CO₂, T - температура газа, m - масса молекулы CO₂.

Для распределения колебательных населенностей, в отличие от работ [1-6], используем более общее триноровское выражение, учитывающее ангармонизм колебательных уровней CO₂ [9]:

$$N_{\nu} = g_{\nu} N_0 \exp \left[- \frac{(2\nu_1 + \nu_2)\theta_2}{T_2} - \frac{\nu_3\theta_3}{T_3} + \frac{(2\nu_1 + \nu_2)\theta_2 + \nu_3\theta_3 - E_{\nu}}{T} \right]. \quad (2)$$

Здесь g_{ν} - статвес; $\theta_2, \theta_3, T_2, T_3$ - соответственно характеристические и колебательные температуры связанной и антисимметричной мод, E_{ν} - энергия уровня в кельвинах.

Отношение КУ на произвольных частотах переходов основной (r) и "горячей" (h) полос $\nu_1 \nu_2 \nu_3$ -

$[(v_1+1)v_2(v_3-1); v_1(v_2+2)(v_3-1)]$ дает связь величин газовой и колебательных температур:

$$\frac{(2v_1+v_2)\theta_2}{T_2} + \frac{(v_3-1)\theta_3}{T_3} - \frac{(2v_1+v_2)\theta_2+v_3\theta_3-E_v}{T} = L + M + K, \quad (3)$$

где

$$L = \ln \left[\frac{\alpha_{j_r}(v_r)}{\alpha_{j_h}(v_h)} \frac{R_r^2}{R_r} \frac{H(a,u_r)}{H(a,u_r)} \right], \quad M = \ln \frac{f_{j_h}}{f_{j_r}}, \quad (4)$$

$$K = \ln \frac{\exp(-\theta_3/T_3) - \exp[-2\theta_2/T_2 + (2\theta_2 - \Delta E + \delta_{j_h}\theta_R)/T]}{\exp(-\theta_3/T_3) - \exp[-2\theta_2/T_2 + (2\theta_2 - E_1 + \delta_{j_r}\theta_R)/T]}, \quad (5)$$

$\Delta E = \theta_3 - (E_{v_r} - E_{v_h})$, E_1 – энергия уровня 10⁰ или 02⁰⁰ в зависимости от колебательного перехода основной полосы.

Соотношение (3) справедливо для произвольных квантовых чисел j_r и j_h и частот переходов ν_r и ν_h . При подстановке в это соотношение параметров перекрывающихся линий оно существенно упрощается и связывает попарно значения T_2 или T_3 с величиной T . Действительно, в приближении единой характеристической вращательной температуры нижних колебательных уровней CO_2 условие совпадения центральных частот линий $\nu_{0r} = \nu_{0h}$, вытекающее из равенства соответствующих квантов энергии, имеет вид

$$\delta_{j_h} = \frac{(E_{v_r} - E_{v_h}) - (E_{v_h} - E_{v_h})}{\theta_R} + \delta_{j_r}. \quad (6)$$

Нетрудно видеть, что при справедливости (6) $K=0$ и формула (3) существенно упрощается. В этом случае при известной газовой температуре T отношение КУ на переходах основной полосы и полосы секвенции s ($v_1=v_2=0$, $v_3>1$) определяет значение T_3 , а при использовании КУ на “горячих” переходах с $v_3=1$ – значение T_2 . Так температуру антисимметричной моды можно найти по отношению КУ на перекрывающихся линиях основной полосы и 2-й полосы секвенции ($v_3=2$):

$$T_3 = \theta_3 \left\{ \frac{\Delta E_s + \theta_R [j_r(j_r-1) - j_s(j_s-1)]}{T} + \ln \frac{j_s}{j_r} + L \right\}^{-1}. \quad (7)$$

Температура связанных мод наиболее просто определяется по КУ на соответствующих линиях P -ветви перехода 00⁰1-10⁰ и R -ветви “горячей” полосы 01¹1-11¹0:

$$T_2 = \theta_2 \left\{ \frac{\Delta E_h + \theta_R [j_r(j_r-1) - (j_h+1)(j_h+2)]}{T} + \ln \frac{j_h(j_h+2)}{j_r(j_h+1)} + L \right\}^{-1}. \quad (8)$$

Простые оценки показывают, что при точности определения величин КУ на “горячих” переходах ~10% и температуры газа ~5% ($T \sim 400$ К) погрешность определения колебательных температур составляет ~5%. Неопределенность состава среды CO_2 -лазера (в пределах 20–30% концентраций каждой из компонент) при фиксированном общем дав-

лении p не приводит к заметным погрешностям определения колебательных температур (они составляют не более 1–2%) ввиду близости констант уширения линий CO_2 при соударениях с молекулами смеси.

Величины КУ на каждой из пары перекрывающихся линий можно найти по измеренным значениям КУ на “перекрытой” и соседних вращательных линиях основной полосы. В широкой области параметров достаточную точность дает линейная аппроксимация $\bar{\alpha}_{j_r} = (\alpha_{j_r-1} + \alpha_{j_r+1})/2$, поскольку прилегающие к “перекрытой” вращательные линии CO_2 при $p \leq 1$ атм, как правило, не накладываются на линии других полос. (Если КУ измерены вблизи максимума зависимости α_{j_r} , т.е. $j_r \sim \sqrt{T}$, то $\alpha_{j_r} \cong \alpha_{j_r-1} \cong \alpha_{j_r+1}$.) Разность измеренной и полученной с помощью аппроксимации величин $\alpha_{j_r} - \bar{\alpha}_{j_r} = \alpha_{j_h}$ дает значение КУ “горячего” перехода на частоте линии основной полосы ($u_r = 0$, $u_h \neq 0$). (Это значение резко возрастает при увеличении соответствующей колебательной температуры).

Отметим, что в работах [2–4] измерения КУ на “горячих” переходах CO_2 были выполнены с помощью “нетрадиционных” CO_2 -лазеров, генерирующих на этих переходах, а восстановление значений T_2 проводилось в гармоническом приближении по отношению КУ на “одинаковых” вращательных линиях различных полос ($j_h = j_r$). Как видно из (3), и в том случае, когда имеется возможность измерений КУ на центральных частотах линий “горячих” переходов, ввиду заметного ангармонизма уровней CO_2 для определения T целесообразно использовать отношения КУ на перекрывающихся или близких к ним линиях, для которых $K \ll L, M$. (Для предварительного подбора таких линий может служить соотношение (6).) Так, при $T = 300$ К, $p = 10$ Тор расчет по соотношениям гармонического приближения дает завышенные на ~5% значение T_3 при $T_2 = 450$ К и заниженное на ~10% значение T_2 при $T_3 = 2000$ К, причем эти различия быстро увеличиваются с уменьшением T и увеличением T_2 и T_3 . Подчеркнем, что использование для молекул CO_2 более точного триноровского распределения (2), зависящего от двух (а не от трех) колебательных температур, позволяет в принципе по величине одной из них и значению КУ на любом переходе непосредственно найти значение другой.

Данные о близкорасположенных спектральных линиях основной и “горячих” полос CO_2 , которые могут быть использованы для диагностики, приведены в таблице [10, 11].

Как видно, доплеровское уширение линий при температурах $T \leq 400$ К не обеспечивает их заметного перекрытия, и применимость методики ограничена значениями общего давления $p \geq 10$ Тор. При высоких температурах ($T \geq 1000$ К) и больших давлениях ($p \geq 1$ атм) становится существенным вклад в усиление от удаленных линий [12], и использование данного способа требует обоснования в

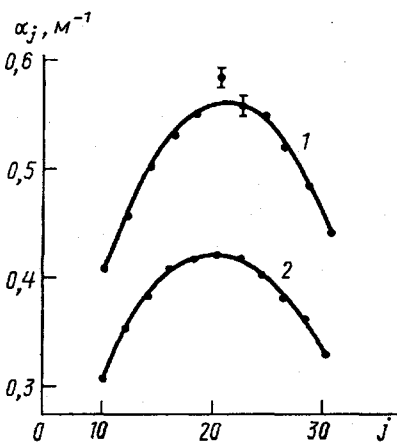
Линии основной полосы	Переход 10,4 мкм				Переход 9,4 мкм				
	$P(56)$	$P(20)$	$P(12)$	$R(38)$	$P(42)$	$P(22)$	$P(10)$	$R(10)$	$R(24)$
Перекрывающая линия	$P(23)$ 011	$R(23)$ 011	$P(6)$ 003	$R(43)$ 002	$P(36)$ 003	$P(30)$ 011	$P(19)$ 011	$R(20)$ 003	$R(12)$ 011
Разность частот (МГц)	-42	-48	+26	+257	+150	-180	+90	+60	-60

каждом конкретном случае. В области средних давлений, типичных для ТЕА лазеров ($0,2 \leq p \leq 0,5$ атм), при использовании сильно перекрывающихся линий: $|v_r - v_h| \ll \Delta v_L$ метод обладает всеми преимуществами диагностики по отношению КУ [1] и не требует точной информации о составе и давлении среды. В этих условиях на его основе возможно совместное определение значений $T_{2,3}$ и T .

“Избыточное” усиление, связанное с перекрытием спектральных линий, наблюдалось в CO_2 -лазерах как атмосферного [4,13], так и низкого [3,5] давления. Результаты экспериментов [13] позволяют с помощью данной методики найти значение T_2 в условиях сильного перекрытия спектральных линий. Соответствующие расчеты, выполненные независимо для двух пар перекрывающихся линий, дают значения $T_2 = 460 \pm 40$ К и 490 ± 40 К, согласующиеся друг с другом.

Нами была экспериментально проверена возможность определения T_2 по соотношению (8) в активной среде CO_2 -лазера низкого давления (слабое наложение). Для регистрации величин КУ узкий пучок перестраиваемого по вращательным линиям зондирующего излучения пропускался через приосевую область лазерной кюветы с длиной активной части 230 см и внутренним диаметром 2 см. В кювету напускалась смесь, содержащая компоненты $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ (1:1:8) при общем давлении 10,5 Торр, возбуждаемая током разряда 20 мА.

На рисунке приведены средние результаты пяти измерений КУ на каждом колебательно-вращательном переходе. Видно, что вклад в усиление на центральной частоте линии $10P(20)$ со стороны линии $11R(23)$, интервал между центральными частотами которых равен 48 МГц [10], составляет величину $\alpha_h = 0,031 \pm 0,005$ м⁻¹.



Экспериментальные значения коэффициентов усиления на центральных частотах линий P -ветвей переходов 00^01-10^00 (1) и 00^01-02^00 (2) в CO_2

“Избыточное” усиление на других переходах не проявляется, поскольку ширины их спектральных линий при давлении 10,5 Торр

меньше соответствующих частотных расстройек. Температура связанных мод, рассчитанная по формуле (8), оказалась равной $T_2 = 490 \pm 50$ К. (Газовая температура определялась по способу [14], ее значение составило $T = 440 \pm 20$ К.) Для сравнения величина T_2 была определена по КУ на линиях r -полосы [1], что потребовало измерений КУ на вращательных линиях перехода 9,4 мкм (рисунок). Найденное значение $T_2 = 480 \pm 40$ К, как видно, соответствует приведенному выше.

Прямое определение T_3 по найденным значениям T , T_2 и величинам КУ на линиях основной полосы может дать завышенную величину ввиду того, что истинная концентрация CO_2 меньше изначальной вследствие диссоциации. В предположении 30%-й диссоциации в условиях тлеющего разряда [3] оценочное значение T_3 составило $T_3 \sim 1700$ К.

Изложенный метод, использующий распределение (2), применим для сильно неравновесных условий, в том числе для диагностики ТЕА, ГДЛ и волноводных CO_2 -лазеров. С небольшой модификацией метод может применяться и для диагностики поглощающих неравновесных сред. В отличие от традиционных способов [1–6] для использования данной методики достаточно измерений КУ на двух-трех близкорасположенных вращательных линиях одной ветви основной полосы генерации CO_2 . Такие измерения легко выполнимы с помощью стабилизированных CO_2 -лазеров, выпускаемых промышленностью.

Автор благодарит А.И. Одинцова за обсуждение материалов работы, А.Б. Васильева за помощь в эксперименте.

Литература

1. Ачасов О.В., Кудрявцев Н.Н., Новиков С.С., Солоухин Р.И., Фомин Н.А. Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах. Минск, 1985.
2. Белянко А.Е., Конев Ю.Б., Липатов Н.И., Минеев А.П., Пашинин П.П., Прохоров А.М. Препринт ФИАН. 1980, №71.
3. Siemsen K., Reid J., Dang C. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. 16, №6. Р. 668.
4. Бертель И.М., Петухов В.О., Степанов Б.И. и др. // Квант. электроника. 1982. 9, №8. С. 1630.
5. Krug P.A. // Infrared Phys. 1982. 22. Р. 349.
6. Невдах В.В. // Квант. электроника. 1985. 12, №19. С. 2437.
7. Спажакин В.А. Препринт физ. ф-та МГУ. 1984, №3.
8. Hollins R.C., Jordan D.L. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1982. 15. Р. 491.
9. Ликальтер А.А. // Квант. электроника. 1975. 2, №11. С. 2399.

10. Whitford B., Siemsen K., Reid J. // Opt. Commun. 1977. **22**. P. 261.
 11. Siemsen K., Reid J. // IEEE J. Quant. Electron. 1978. **14**, N4. P. 217.
 12. Ачасов О.В., Лабуда С.А., Солоухин Р.И., Фомин Н.А. // Физика горения и взрыва. 1979. **15**, №6. С. 57.

13. Singer S. // IEEE J. Quant. Electron. 1974. **10**, N11. P. 829.
 14. Avizonis P.V., Dean D.R., Grotbeck R. // Appl. Phys. Lett. 1973. **23**, N7. P. 375.

Поступила в редакцию
21.10.96

УДК 621.373.826

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧАСТОТНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В МОНОЛИТНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ЛАЗЕРАХ С НЕПЛОСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

А.Н. Шелаев

(НИИЯФ)

Получена и численно решена система уравнений для определения условий создания максимальной поляризационно-частотной развязки встречных волн в монолитных неплоских кольцевых резонаторах (МНКР), реализуемых в симметричных многогранниках из твердотельных изотропных активных сред (АС) с тремя гранями с полным внутренним отражением и одной гранью с диэлектрическим зеркалом. Установлены ограничения, накладываемые на геометрию МНКР, показатель преломления АС, фазовую анизотропию отражателей. Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

Проведенные в последнее время экспериментальные и теоретические исследования (см., напр., [1–5]) позволили создать первые твердотельные кольцевые лазеры (ТКЛ) с высокоэффективной полупроводниковой лазерной накачкой и монолитными резонаторами, реализуемыми в многогранниках из активной среды (АС) – YAC:Nd^{3+} , $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$.

Основной целью выполненных ранее работ было получение в монолитных ТКЛ режима высокостабильной однонаправленной одночастотной генерации. При этом сильная конкуренция встречных волн (ВВ) и генерируемых мод в ТКЛ с однородно-уширенной линией усиления АС позволяла достаточно легко получать режим однонаправленной одномодовой генерации за счет создания даже небольшой ($< 0,1\%$) разности потерь ВВ при наложении на АС ТКЛ малого магнитного поля ($H < 100$ Э).

Гораздо более сложной задачей являются устранение конкуренции ВВ и получение в ТКЛ высокостабильного режима биений (двунаправленной генерации с разными частотами ВВ) с целью использования ТКЛ для измерения невязимных оптических эффектов и угловых скоростей вращения. Эта задача тем более усложняется в монолитных ТКЛ, поскольку внутри резонатора чип-лазера невозможно введение никаких дополнительных элементов (например, кристалла для генерации второй гармоники, нелинейного поглотителя, невязимного амплитудного фарадеевского элемента), позволяющих стабилизировать режим биений в “обычных” немонолитных ТКЛ [1].

Из наших работ [1,2] следует, что в монолитных покоящихся ТКЛ с однородно-уширенной линией усиления АС, плоскими и неплоскими кольцевыми резонаторами с оптическим периметром $L = L_{\text{geom}} n \sim$

$\sim 3\text{--}10$ см обычно реализуются режимы автомодуляции с противофазной модуляцией интенсивностей ВВ на частоте $\omega_{m0} \approx m/2\pi \approx \sqrt{r_z} c/2\pi L \sim 100\text{--}200$ кГц (m – модуль коэффициента связи ВВ, r_z – величина суммарного обратного рассеяния ВВ по мощности). Во вращающихся ТКЛ частота автомодуляции зависит также от разности частот кольцевого резонатора для ВВ Ω : $\omega_m(\Omega) \approx \sqrt{\omega_{m0}^2 + \Omega^2}$. Однако в режимах автомодуляции, в отличие от режимов биений, точность измерения невязимных оптических эффектов ограничивается как сильной зависимостью $\omega_m(\Omega)$ от нестациональности связи ВВ, так и малой крутизной зависимости $\omega_m(\Omega)$ при $|\Omega| \ll \omega_{m0}$.

В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования возможностей фактически единственного способа управления режимами генерации монолитных ТКЛ – изменения связи, поляризаций и частот ВВ за счет выбора геометрии резонатора (естественно, с учетом возможного наложения на ТКЛ внешнего магнитного поля). Отметим, что магнитооптические эффекты в обычных немонолитных ТКЛ с плоскими и неплоскими кольцевыми резонаторами были впервые исследованы нами в работе [6].

Ввиду сложности изготовления монолитных ТКЛ в данной работе исследуются характеристики ТКЛ с монолитными неплоскими кольцевыми резонаторами (МНКР) с минимально возможным количеством отражающих поверхностей – четырьмя. Созданные к настоящему времени монолитные ТКЛ имеют именно такие МНКР (рис. 1), при этом на трех плоских гранях АС Т, U, V происходит полное внутреннее отражение, а на одну сферическую ($R \sim 10$ см) грань S напыляется диэлектрическое зеркало с высоким коэффициентом отражения ($r \geq 99\%$)