

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Воронежский, А. В. Сухов, А. П. Шпара. Вопросы двигателестроения. М., Изд. МВТУ им. Баумана, 1978.
2. Л. А. Клячко. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. Т. Бржустовский, И. Глассен. Гетерогенное горение. М., «Мир», 1967.
4. Л. П. Бахир, Г. И. Левашенко. ФГВ, 1973, 9, 6.
5. М. Е. Деревяга, Л. Н. Стесик, Э. А. Федорин. ФГВ, 1977, 13, 6.
6. А. С. Борейшо, А. В. Иващенко, Г. Г. Шелухин. ФГВ, 1975, 11, 4.
7. А. А. Раздобреев, А. И. Скорик, Ю. В. Фролов. ФГВ, 1976, 12, 2.
8. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов.— В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
9. В. М. Гремячкин, А. Г. Истратов, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1975, 11, 3.
10. Г. Н. Дульнев, Ю. П. Заричнян. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. М., «Энергия», 1974.
11. Г. Б. Синярев, Б. Г. Трусов, Л. Е. Слынько. Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана, № 159, 1973.
12. В. М. Кудрявцев, А. В. Сухов, А. В. Воронежский. Двенадцатая Всесоюзная конференция по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Тез. докл. Одесса, 1976.
13. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, А. Н. Коротков. ФГВ, 1968, 4, 3.
14. A. Davis. Combustion and Flame, 1963, 7, 4.
15. П. Ф. Похил, В. С. Логачев и др. ФГВ, 1970, 6, 2.
16. D. K. Kuehl, M. L. Zwillenberg. AIAA Paper, № 64—494.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО СО₂-ЛАЗЕРА

О. В. Ачасов, С. А. Лабуда, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин

(Минск)

В последние годы разработано несколько принципиально различных методов определения колебательной и вращательной температур в углекислом газе применительно к изучению характеристик газодинамических лазеров (см. [1—4]). Использование перестраиваемого по вращательным линиям СО₂-лазера является одним из наиболее удобных и в то же время простых методов определения колебательных и вращательных температур, который может применяться не только для зондирования неравновесных потоков в газодинамических лазерах, но также и для диагностики широкого класса потоков газовых смесей, содержащих молекулы двуокиси углерода, например, в электроразрядных лазерах, за ударными и детонационными волнами, в пламенах и т. п.

В данной работе обсуждаются особенности применения метода перестраиваемого лазера для определения температур газа и приводятся примеры его применения как в равновесных условиях — за фронтом ударной волны, так и в условиях неравновесного потока — на срезе сопла газодинамического лазера с селективным тепловым возбуждением и смешением в сверхзвуковом потоке.

Основные соотношения. Выпишем соотношения, необходимые для определения колебательной и вращательной температур по величине резонансного коэффициента усиления (поглощения) в двуокиси углерода излучения СО₂-лазера на отдельных колебательно-вращательных линиях. Предположим для определенности, что контур линии поглощения (усиления) является лоренцовским, однако отметим, что все последующие рассуждения сохраняют силу как для доплеровского, так и для фойгтовского контуров. Величина коэффициента поглощения (усиления) в центре резонансной линии определяется по формуле

$$k_0 = \lambda^2 A_{21} / 4\pi^2 \Delta\nu_c \cdot (N \cdot g' / g - N'), \quad (1)$$

где λ — длина волны перехода; A_{21} — коэффициент Эйнштейна; $\Delta\nu_c$ — столкновительная полуширина; c — скорость света; N, N', g, g' — населенности и статвеса нижнего и верхнего уровней перехода соответственно (см. [5]). Рассмотрим зависимость от номера вращательного подуровня J величин, входящих в соотношение (1). Для коэффициента Эйнштейна искомую зависимость можно получить выразив A_{21} через квадрат матричного элемента дипольного момента перехода:

$$A_{21} = \frac{64\pi^4}{3h\lambda^3 g} S_J |R_{JJ'}|^2, \text{ где } S_J = J \text{ для } P\text{-ветви и } J+1 \text{ для } R\text{-ветви.}$$

Зависимость столкновительной полуширины от номера вращательного подуровня получена на основании анализа данных работ [6, 7, 10]: для P -ветви

$$\Delta\nu_c = (0,1254 - 0,98 \cdot 10^{-3})(300/T)^n \cdot p \quad (2)$$

и для R -ветви

$$\Delta\nu_c = (0,1301 - 1,13 \cdot 10^{-3})(300/T)^n \cdot p,$$

где p выражено в атм, $\Delta\nu_c$ — в см⁻¹. Температурная зависимость сечения уширения для молекулы CO₂ исследовалась в ряде работ [6—11], по данным которых параметр температурной зависимости n в соотношениях (2) может принимать значение от 0,5 до 1,5. В данной работе, в соответствии с рекомендациями [8, 9] n полагалось равным 1.

Следуя процедуре преобразований, предложенной в [4], но учитывая зависимость коэффициента Эйнштейна и полуширины от номера J , приходим к удобному для определения температур по измеренному распределению коэффициента поглощения (усиления) по вращательным числам J соотношению

$$\alpha = \ln \left\{ \frac{A_{21}(J^*) [\lambda(J^*)]^2}{T \Delta\nu_c(J^*)} c_1 \right\} - J(J+1) \frac{B}{T}, \quad (3)$$

где

$$c_1 = \xi_{\text{CO}_2} \frac{Bp^2}{2\pi^2 ckQ_V} \left[\exp\left(-\frac{\Theta_3}{T_3}\right) - \exp\left(-\frac{\Theta_1}{T_{1,2}} - \frac{F_1(J)B}{T}\right) \right]; \quad (4)$$

$F_1(J) = 2J$ для P -ветви и $2(J+1)$ для R -ветви; J^* — произвольное, но фиксированное вращательное квантовое число. Величина α определяется по экспериментально измеренному коэффициенту поглощения (усиления) k_0

$$\alpha = \ln \left\{ \frac{k_0}{F_2(J)} \frac{A_{21}(J^*)}{A_{21}(J)} \left[\frac{\lambda(J^*)}{\lambda(J)} \right]^2 \frac{\Delta\nu_c(J)}{\Delta\nu_c(J^*)} \right\}, \quad (5)$$

где $F_2(J) = 2J - 1$ для P -ветви и $2J + 3$ для R -ветви. Выражение (4) можно существенно упростить, если пренебречь величиной $F_1(J)B/T$ по сравнению с $\Theta_1/T_{1,2}$. К наибольшей погрешности это приведет в сильнонеравновесных потоках при $T_{1,2} \gg T$. Так, например, при $T = 300$ К и $T_{1,2} = 1000$ К при $J \leq 30$ величина погрешности составит 3,9%. При записи соотношений (3), (4) также полагалось $B_{100} = B_{001} = B$. Такое упрощение приводит к погрешности не более 0,8%. Таким образом, первое слагаемое в выражении (3) не зависит от J , а само выражение представляет собой уравнение прямой в координатах $\alpha, J(J+1)$, тангенс угла наклона которой определяется величиной B/T . Следовательно, построенная по экспериментальным значениям $k_0(J)$ зависимость $\alpha = c + DJ(J+1)$ позволяет определять значения поступательной температуры T . (Строго говоря, таким образом определяется вращательная температура $T_{вр}$, однако, поскольку времена вращательной релаксации существенно меньше характерных газодинамических времен, $T_{вр} \approx T$.)

По соотношению (4) можно определить колебательную температуру T_3 при предположении $T_{1,2} = T$ [4]. Для более точного определения колебательных температур достаточно измерить коэффициент поглоще-

ния (усиления) хотя бы на одной линии перехода $02^{00} \rightarrow 00^{01}$ в области 9,6 мкм. В этом случае в рамках сделанных выше допущений определяется дополнительная величина c_2

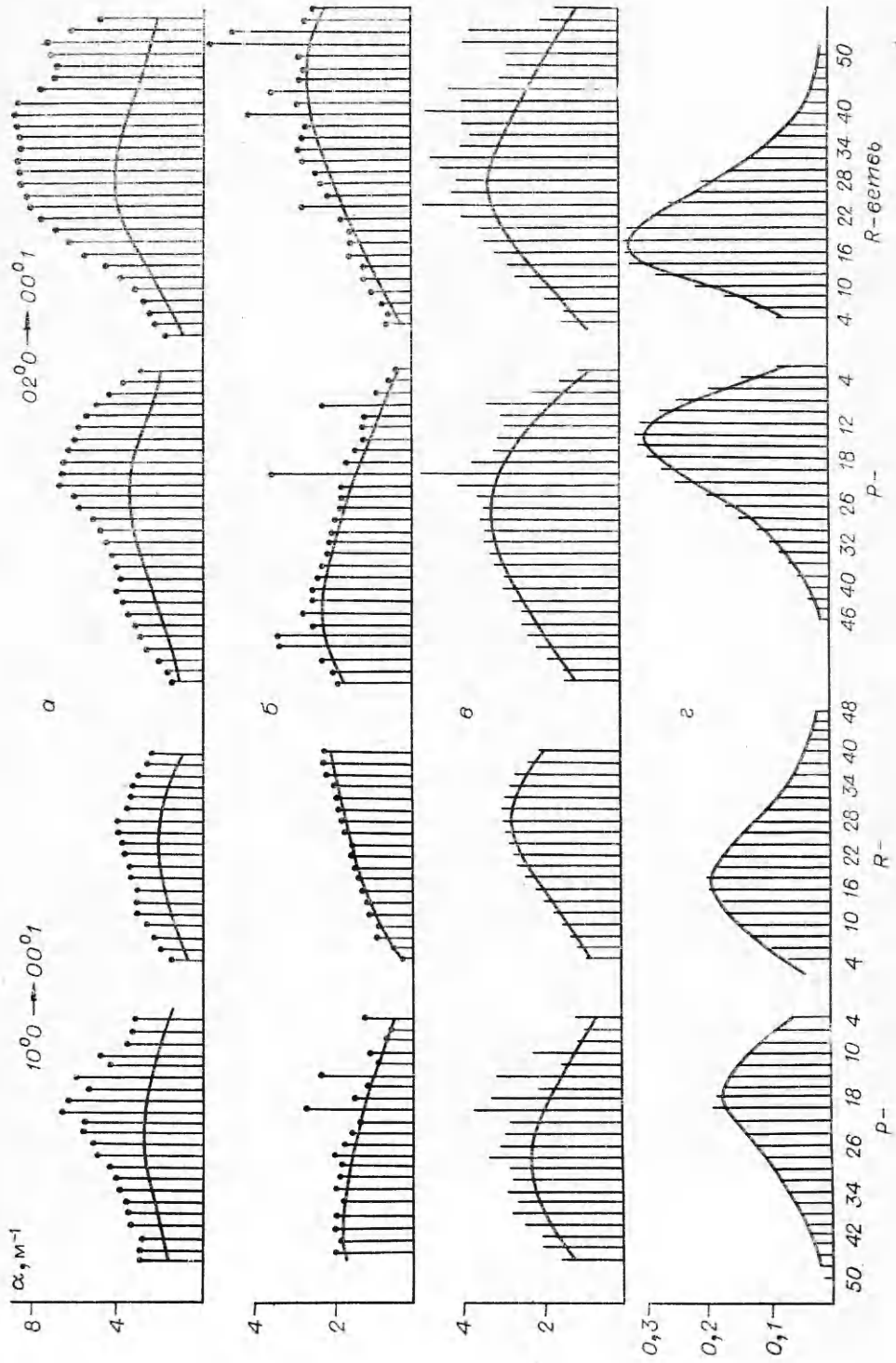
$$c_2 = \xi_{\text{CO}_2} \frac{B\rho^2}{2\pi c^2 k Q_V} \left[\exp\left(-\frac{\Theta_3}{T_3}\right) - \exp\left(-\frac{2\Theta_2}{T_{1,2}}\right) \right] \quad (6)$$

и для неизвестных колебательных температур $T_{1,2}$, T_3 получаем систему двух трансцендентных уравнений (4), (6).

Анализ погрешностей метода. Для области параметров, типичной для ГДЛ ($p < 0,1$ атм), погрешности описываемого метода измерений температур уже обсуждались в предыдущем разделе работы. Однако при диагностике течений в ТЕА-лазерах, а также за ударными и детонационными волнами давление исследуемой среды может значительно превышать атмосферное. При этом возникает ряд новых источников погрешностей, связанных с нарушением бoльцмановского распределения величины показателя поглощения (усиления) по вращательным подуровням из-за мешающего вклада «горячих» переходов. В данной работе приводятся результаты расчетов коэффициента поглощения в области 9,6 и 10,6 мкм при учете вклада четырнадцати «горячих» переходов типа $[n, m^i, p] \rightarrow [n, (m-2)^i, p+1]$ и $[n, m^i, p] \rightarrow [(n-1), m^i, p+1]$ для основных переходов ($02^{00} \rightarrow 00^{01}$) и ($10^{00} \rightarrow 00^{01}$) соответственно. Частоты этих переходов с точностью не хуже, чем 10^{-3} см $^{-1}$, рассчитывались на основании работ [12, 13], а расчеты квадратов матричных элементов дипольных моментов переходов были сделаны И. Р. Головневим (см. [14]).

На рис. 1 представлены данные о спектральном распределении коэффициента поглощения в P - и R -ветвях переходов в области 9,6 и 10,6 мкм для четырех характерных наборов параметров исследуемой среды. Можно видеть, что для комнатных температур (см. рис. 1, г) распределение не отличается существенно от бoльцмановского. Ситуация еще более улучшается при снижении давления ниже атмосферного, так как при этом уменьшается полуширина линии поглощения (усиления) и эффекты перекрытия с линиями «горячих» переходов не вносят значительного вклада. При увеличении температуры газа $T \geq 500$ К населенности, а следовательно, и величины коэффициентов поглощения (усиления) «горячих» переходов становится заметными и при $p \geq 1$ атм уже ощутимо искажают бoльцмановское распределение (см. рис. 1, в). Особенно сильно это искажение проявляется в P -ветви области 10,6 мкм и R -ветви области 9,6 мкм из-за большого числа резонансных совпадений. Наиболее благоприятной для диагностики в этом диапазоне изменения параметров остается R -ветвь области 10,6 мкм. Следует отметить, что именно при таком наборе параметров ($p = 2$ атм, $T = 700$ К) нарушение бoльцмановского распределения по вращательным подуровням особенно велико. При дальнейшем повышении температуры (см. рис. 1, б) наряду с увеличением заселенностей «горячих» переходов уменьшается полуширина контура $\Delta\nu_c \sim (1/T)^n$, что приводит к селективному увеличению коэффициента поглощения лишь на отдельных линиях, имеющих наиболее близкие резонансные совпадения. В этой области параметров вполне доступными для диагностики являются уже две ветви: R -ветвь 10,6 мкм и P -ветвь (линии P20 — P24) области 9,6 мкм.

И наконец, при увеличении давления исследуемой среды (см. рис. 1, а) полуширина контура становится настолько большой, что вклады «горячих» переходов в каждую отдельную колебательную вращательную линию основных переходов становятся в среднем одинаковыми и характер распределения коэффициента поглощения (усиления) по вращательным подуровням вновь приближается к бoльцмановскому, хотя абсолютное значение величины коэффициента поглощения претерпевает значительное изменение за счет эффектов перекрытия.



R-6err66

P-

R-

P-

На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости величины α (см. соотношение (5)) от $J(J+1)$. Без учета вклада «горячих» переходов эти зависимости, как уже отмечалось в предыдущем разделе работы, должны представлять собой прямые линии. Действительно, при $p=0,1$ атм, когда вклад эффектов перекрытия мал, зависимости α от $J(J+1)$ линейны практически во всей области изменений аргумента. При $p=2$ атм в широком диапазоне изменения температуры остаются близкими к линейным зависимостям α от $J(J+1)$ лишь для R -ветви области $10,6$ мкм (см. рис. 2). Можно заметить, что при $T \geq 700$ К угол наклона зависимостей α от $J(J+1)$, а следовательно, и точность определения температур становятся небольшими. Поэтому в области высоких температур для определения поступательной температуры удобнее пользоваться следующим, вытекающим из (3), соотношением:

$$\alpha(J^*) - \alpha = [J^*(J^* + 1) - J(J + 1)] \cdot V/T. \quad (7)$$

Здесь, так же как и в (3), (5), J^* произвольное, но фиксированное, вращательное квантовое число. В отличие от зависимости (3), угол наклона прямой (7) увеличивается с ростом температуры.

Примеры определения температур в газовых потоках. В качестве примеров, иллюстрирующих применение описанного выше метода проведены измерения температур в газовых потоках с существенно различными физическими свойствами — в равновесной области за фронтом ударной волны в углекислом газе и в неравновесном потоке на срезе сопла газодинамического лазера с селективным тепловым возбуждением и смешением в сверхзвуковом потоке.

В первом случае выбрана наименее благоприятная для диагностики область параметров ($T = 750 \pm 30$ К, $p = 2$ атм), в которой мешающее влияние горячих переходов проявляется наиболее сильно. Эксперименты проводились на импульсном газодинамическом стенде на основе ударной трубы сечением 5×5 см² (схема установки подробно описана в [15]). В качестве зондирующего лазера использовался электроразрядный CO_2 -лазер, селекция вращательных линий в котором осуществлялась изменением угла наклона дифракционной решетки. Лазерное излучение модулировалось с помощью электрооптического модулятора МЛ-7, проходило исследуемый объем газа и через инфракрасный монохроматор подавалось на фотоприемник Ge — Au. Перестройка по вращательным подуровням производилась от опыта к опыту. Следует отметить, что использование систем с быстрым сканированием на основе свип-эффекта [16] или с использованием механических систем [1] может существенно увеличить не только оперативность, но и точность описываемого метода.

Типичные результаты измерений представлены на рис. 3 в виде зависимостей величины α , определяемой по соотношению (5) ($J^* = 20$). В соответствии с рекомендациями предыдущего раздела работы измерения проводились в R -ветви области $10,6$ мкм. Дополнительные измерения в области $9,6$ мкм в этом случае не требовались, так как в условиях равновесного потока определялась одна неизвестная поступательная температура. Результаты измерений показывают, что с точностью до 10% температура газа за фронтом падающей ударной волны в углекислом газе в равновесной области соответствует рассчитанной по адиабате [17].

Рис. 1. Распределения величины коэффициента резонансного поглощения в углекислом газе от вращательного квантового числа J зондирующего лазера в P - и R -ветвях областей $10,6$ и $9,6$ мкм для различных параметров газовых потоков. Сплошные кривые соответствуют больцмановским распределениям, полученным без учета вклада «горячих» переходов и эффектов перекрытия.

а) $T=700$ К, $p=10$ атм; б) $T=1500$ К, $p=2$ атм; в) $T=700$ К, $p=2$ атм; г) $T=300$ К, $p=1$ атм.

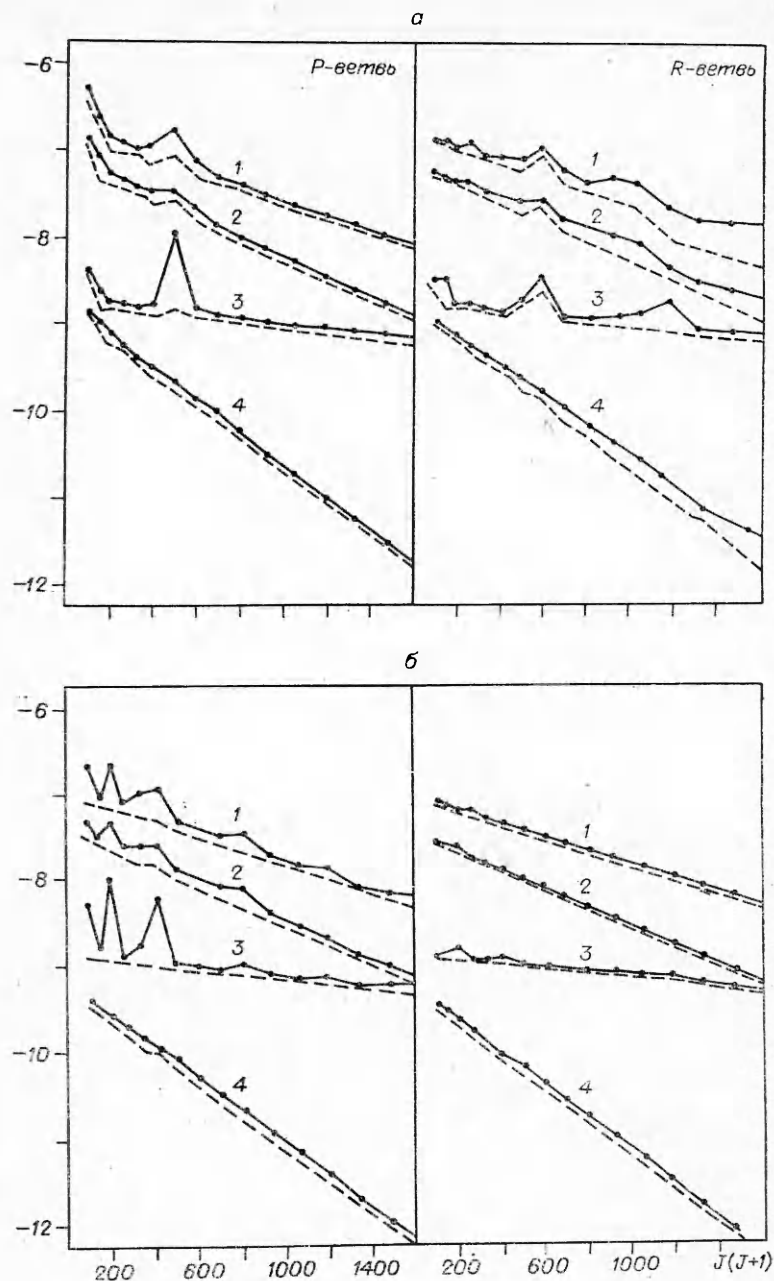
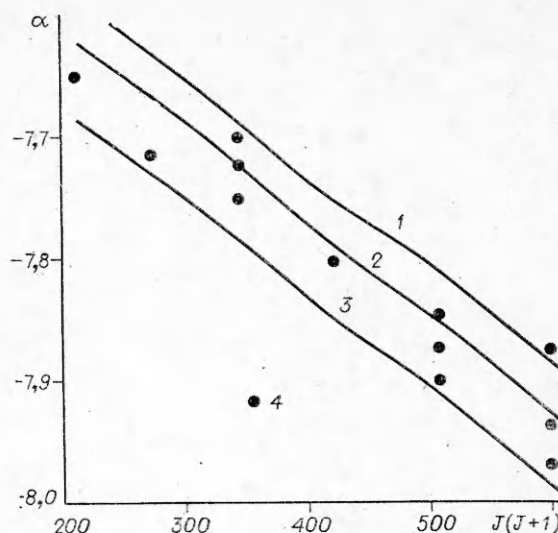


Рис. 2. Расчетные зависимости величины α (см. соотношение (5)) от параметра $J(J+1)$ для P - и R -ветвей области 10,6 (а) и 9,6 мкм (б) для различных температур газового потока. Сплошные линии для давления 2 атм. штриховые — 0,1 атм. T , К: 1 — 700, 2 — 1500, 3 — 2100, 4 — 300.

На этой же установке проводились измерения величины коэффициента усиления в ГДЛ с селективным возбуждением. Геометрия сопловой решетки аналогична описанной ранее в работе [19]. Измерения также проводились в R -ветви области 10,6 мкм. Дополнительные измерения для определения колебательной температуры $T_{1,2}$ проводились в области 9,6 мкм на линии Р20. Температура в форкамере ГДЛ составляла около 1800 К, давление — 7 атм. Степень расширения сопла в сечении измерения $A/A \approx 30$. Необходимые для расчетов concentra-

Рис. 3. Расчетные 1—3 и измеренные 4 распределения α в равновесной области за фронтом ударной волны.

1—3 — температура газа за фронтом волны 700, 750 и 800 К соответственно. Давление в потоке 2 атм.



ции компонентов и давление в потоке рассчитывались по модели «мгновенного» смещения в плоскости вдува [18]. Результаты измерения показывают, что поступательная температура газа в сечении измерения составляет 320 К, а колебательные температуры T_3 и $T_{1,2}$ соответственно 1510 К и 415 К. Рассчитанный по этим данным поток запасенной и замороженной колебательной энергии, которая может быть преобразована в энергию когерентного излучения в резонаторе ГДЛ, составляет 47 Дж на 1 г смеси. Отметим, что эта величина находится в хорошем соответствии с данными работ [19, 20], в которых исследование характеристик ГДЛ на смешении проводилась по величине усиления на одной линии Р20.

Таким образом, изложенный в работе метод может с успехом применяться для определения поступательной (вращательной) и колебательной температур при исследовании широкого круга течений в газодинамических электроразрядных лазерах, а также в условиях равновесных потоков за фронтом ударных и детонационных волн, в пламенах и т. п.

В заключение авторы выражают благодарность И. Ф. Головневу за предоставленные результаты расчетов матричных элементов дипольных моментов «горячих» переходов, а также Ю. А. Якоби и Н. Н. Кудрявцеву за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
19/VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Якоби.— В сб.: Оптические методы исследований газовых потоков. Минск, 1979, с. 88; в сб.: Лазерная диагностика плазмы. Минск, 1978.
2. Л. П. Бахир. Препринт ИФ АН БССР, № 162, 1978.
3. Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков, И. Б. Светличный. ИФЖ, 1978, 35, 581; Квантовая электроника, 1979, 6, 4, 690.
4. P. V. Avizonis, D. R. Dean, R. Grotdeck. Appl. Phys. Lett., 1973, 23, 375.
5. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.
6. P. J. Valero, C. B. Suager. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., 1978, 19, 579.
7. E. Ariè, N. Lacombe, C. Rossetti. Can. J. Phys., 1972, 50, 1800.
8. A. R. Strilchuk, A. A. Offenberger. Appl. Opt., 1974, 13, 11, 2643.
9. Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. ПМТФ, 1977, 1, 42.
10. A. M. Robinson, N. Sutton. Appl. Opt., 1979, 18, 3, 378.
11. R. Ely, T. K. McCubbin. Appl. Opt., 1970, 9, 5, 1230.
12. L. S. Rothman, W. S. Benedict. Appl. Opt., 1978, 17, 16, 2605.
13. J. Dupre-Maquare, P. Pinson. J. Mol. Spectrosc., 1976, v. 62, p. 181.
14. И. Ф. Головнев, В. Г. Севастьяненко, Р. И. Солоухин. ИФЖ, 1979, 26, 2, 197.
15. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. ФГВ, 1974, 10, 4, 473.
16. Б. Ф. Кунцевич. Автореф. канд. дис., Минск, 1979.
17. K. C. Larworth. 1970, ARC-Current Papers, No 1101.

18. О. В. Ачасов, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. Квантовая электроника, 1978, 5, 11, 2337.
19. А. В. Крауклис, В. Н. Крошко и др. ФГВ, 1976, 12, 5, 792.
20. N. A. Fomin, R. I. Soloukhin. Rev. de Phys. Appl., 1979, 14, 2, 421.

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТОРМОЖЕНИЯ,
РАЗМЕРОВ И КОНТУРА СОПЛА
НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ В ГДЛ
НА ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ
ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ**

*М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков, А. Ю. Шевырин, Г. Ю. Шейтельман
(Новосибирск)*

В настоящее время основным способом теплового возбуждения CO_2 -ГДЛ является горение. Возможность получения с помощью горения больших расходов лазерноактивной среды обеспечивает получение высоких мощностей генерации в непрерывном режиме.

Одна из проблем, возникающих при практической реализации ГДЛ на продуктах горения, связана с выбором реагентов. В первых лабораторных устройствах такого типа [1], а также в крупных установках с уровнем мощности в десятки киловатт [2] в качестве топлива использовались окись углерода или дициан (с небольшим количеством CN_4 или H_2), а окислителем служил кислород или воздух. Смесь продуктов сгорания разбавлялась азотом для получения желаемого уровня температур. И хотя энергетические характеристики таких лазеров можно улучшить путем оптимизации параметров и использования в качестве окислителя закиси азота [3, 4], они обладают существенными недостатками: окись углерода и дициан токсичны, а топливная система ввиду малости удельного веса газа — весьма громоздка. Последнее справедливо и при работе ГДЛ на других газообразных топливах (C_2H_2 , C_3H_8 , C_2H_4 и т. д.), дающих приемлемый состав продуктов сгорания. Поэтому внимание исследователей привлекает возможность использования простых и доступных жидких углеводородных топлив. В работе [5], посвященной окислителям, топливам и газогенераторам ГДЛ, отмечались компактность систем на жидком топливе, простота подачи и регулирования расхода.

В работах [3, 4, 6—8] проведен численный анализ характеристик газодинамического лазера, работающего на продуктах сгорания жидких углеводородов — бензола и керосина. Выбор этих топлив не случаен: при сжигании бензола содержание водяных паров в продуктах сгорания не слишком сильно отличается от оптимального даже при высоких температурах (~ 2000 К), а керосин — дешевое и доступное топливо.

В [3] вычислены коэффициенты усиления α и максимальная запасенная энергия E на срезе сопла ГДЛ, работающего на продуктах горения бензоло-кислородной смеси, разбавленных азотом. Максимальные значения α и E ($\alpha = 1 \text{ м}^{-1}$, $E = 24 \text{ кВт}/(\text{кг}/\text{с})$) получены в сопле с высотой критического сечения $h^* = 0,3$ мм и степенью расширения $A/A^* = 50$ при давлении и температуре в форкамере, равных соответственно $P_\Phi = 37,5$ атм, $T_\Phi = 1800$ К. Если в качестве окислителя использовать N_2O , концентрация паров воды в смеси уменьшается и появляется возможность увеличить температуру торможения, что приводит к росту запасаемой колебательной энергии. Расчеты [3] показали, что для этого же сопла $E \approx 40 \text{ кВт}/(\text{кг}/\text{с})$ при $T_\Phi = 2100$ К.