

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Семенов. О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. В. Я. Штерн. Механизм окисления углеводородов в газовой фазе. М., Изд-во АН СССР, 1960.
3. А. А. Манташян, А. Б. Налбандян. ЖФХ, 1972, 46, 3030.
4. R. Hughes and R. F. Simons. Combustion and Flame, 1970, 14, 103.
5. Н. С. Ениколомян, С. С. Поляк, В. Я. Штерн. ЖФХ, 1958, 32, 2224.
6. D. H. Newitt, L. S. Thonges. J. Chem. Soc., 1937, 1656.
7. А. А. Манташян, М. А. Бейбутян и др. Докл. АН СССР, 1972, 202, 120.
8. М. А. Бейбутян, А. А. Манташян, А. Б. Налбандян. Арм. хим. журнал, 1972, 25, 831.
9. А. А. Манташян. Докт. дис. ИХФ АН СССР. М., 1974.
10. Н. С. Ениколомян. Докл. АН СССР, 1958, 119, 520.

РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ В ГДЛ С ТЕРМИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ И СМЕШЕНИЕМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

*А. В. Крауклис, В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин,
Н. А. Фомин*

Несмотря на широкое распространение, которое получили газодинамические способы получения потоков инверсной среды, плотности колебательной энергии, запасаемой в резонаторе ГДЛ, остаются невысокими. Практически в системах на CO_2 и азоте они не превышают $5\div 6$ Дж/г, а эффективность преобразования тепловой энергии в световую в этом случае не превышает примерно 0,5% [1—3]. Ранее [4—7] была продемонстрирована возможность существенного увеличения плотности замороженной колебательной энергии — при переходе к системам с отдельным тепловым возбуждением и смешением в сверхзвуковом потоке. Теоретически в таких системах плотность замороженной колебательной энергии может достигать 100 Дж/г и выше. В экспериментах [7] при электродуговом подогреве азота в системе на смешении удельная энергия выходного луча лазера составляла около 20 Дж/г. В данной работе показано, что и при чисто тепловом способе возбуждения азота (сжатие и нагрев в ударных волнах) удельная энергия, выводимая из резонатора ГДЛ, может превышать 20 Дж/г.

Схема установки и методы измерений были описаны ранее [6, 8].

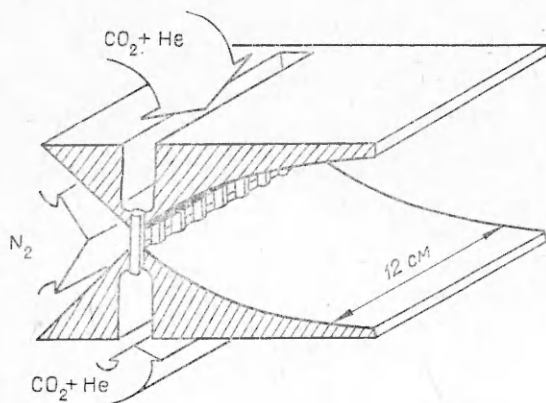


Рис. 1. Устройство сопла.

В данной работе, в отличие от [8], в ГДЛ использовалось сопло с вертикально расположенными трубочками (рис. 1). Диаметр трубочек 2 мм, ширина продольных щелей между ними 0,9 мм. Критическое сечение при «замораживании» азота в такой конструкции определяется расстоянием между трубочками, а изменением высоты трубочки можно регулировать расход газа и отношение площадей критического и выходного сечений

сопла ГДЛ. Конструкция подобна обычно используемым многосопловым системам газодинамических лазеров и обеспечивает достаточно большие расходы газа. Приведенные в [9] результаты измерений распределения показателя усиления α по сечению сопла в типичных системах такого типа указывают на возможность получения достаточно равномерного распределения инверсии по сечению сопла, хотя абсолютные значения α в этом случае несколько ниже полученных предельных ($\alpha=3,5 \text{ м}^{-1}$) в режиме неоднородного распределения (типичные $\alpha \sim 2,3 \div 2,5 \text{ м}^{-1}$). Описанная конструкция сопла использовалась при измерениях выходной мощности в режиме генерации.

Кроме резонатора, описанного в [5, 7], использовался многопроходный резонатор, аналогичный [10] (рис. 2). Число проходов в таком резонаторе могло изменяться от 3 до 15. Путем изменения числа проходов резонатор мог быть оптимизирован на заданную прозрачность выходного (полупрозрачного) зеркала, в качестве которого использовалась плоскопараллельная пластинка из КС1 с диэлектрическим напылением (выходное зеркало от промышленного лазера ЛГ-23) или окно из германия. При длине активной среды 12 см оптимальное число проходов составляло для выходного зеркала из КС1 — 5, а для зеркала из Ge — 11. Следует отметить, что из-за несовершенства конструкции узла резонатора апертура выходного отверстия была несколько меньше диаметра выходного зеркала резонатора, поэтому часть энергии, выводимой из резонатора (порядка 20%), терялась. При обработке экспериментальных данных эти потери не учитывались, однако потери на установленных перед фотоприемником двух калиброванных пластинках из фтористого бария (около 20% от выходной мощности) учитывались при определении мощности пучка.

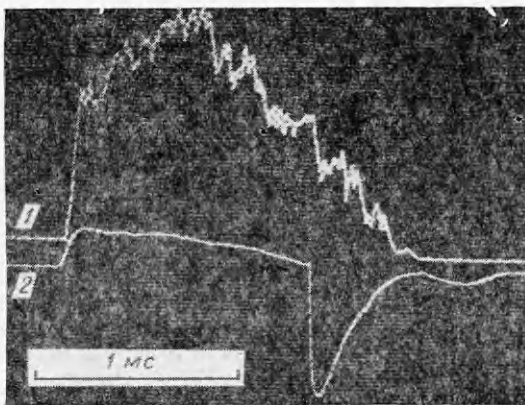


Рис. 3. Типичные осциллограммы изменения интенсивности генерации (1) и показателя усиления (2) ($p_0=8 \text{ атм}$, $p_{сМ}=8 \text{ атм}$, $T_с=1900 \text{ К}$, $l^*=2,5 \text{ мм}$, $W=200 \text{ Вт}$, $\alpha=2,2 \text{ м}^{-1}$).

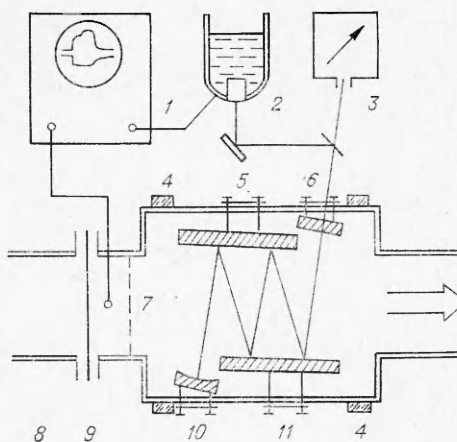


Рис. 2. Схема многопроходного резонатора и регистрации выходной энергии.

1 — импульсный осциллограф; 2 — германиевый приемник ИК-излучения; 3 — калориметр; 4 — окна камеры; 5, 11 — зеркальные пластины резонатора; 6 — полупрозрачное зеркало; 7 — сопло; 8 — ударная труба; 9 — дополнительная диафрагма перед соплом; 10 — сферическое зеркало резонатора.

Одновременно с определением выходной мощности измерялся также коэффициент усиления слабого сигнала — непосредственно на входе резонатора. Типичная осциллограмма одновременного измерения мощности генерации и показателя усиления приведена на рис. 3. На рис. 4 представлены зависимости выходной мощности и удельной энергии лазера от давления торможения азота. При определении удельной энергии, аналогично [7], учитывался только расход азота — носителя тепловой энергии системы.

Из одновременных из-

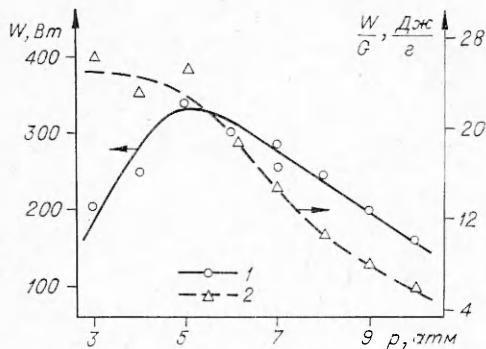


Рис. 4. Экспериментальные данные о зависимости мощности генерации (1) и удельной энергии (2) от давления азота в форкамере (температура азота в форкамере $T_0=2000$ К, сопло с вдувом через боковые щели $h^*=0,25$ мм, смесь $\text{CO}_2:\text{He}=1:10$).

эффективность резонатора равна 25%. Эта оценка показывает, что достигнутая эффективность резонатора все еще остается невысокой, поэтому его совершенствование продолжает оставаться одной из принципиальных задач в разработке газодинамических лазеров.

Из данных, приведенных на рис. 4, видно, что при давлениях торможения менее 5÷6 атм удельная энергия сохраняет высокое значение ~25 Дж/г. Ее уменьшение при дальнейшем увеличении p может быть связано как с усложнением газодинамической картины течения (рост абсолютных значений перепадов давления в скачках, связанных со вдувом), так и с более сильным влиянием релаксационных процессов в зоне смешения. По-видимому частично эти отрицательные эффекты могут быть уменьшены путем оптимизации конструктивной схемы узла смешения (например, с использованием различной геометрии профиля сопла до и после точки подмешивания), однако точный учет всех особенностей протекания газодинамических и релаксационных явлений в области смешения в настоящее время вряд ли возможен.

На рис. 5 представлены результаты измерений зависимости мощности генерации от температуры для различного состава вдуваемого газа — смеси CO_2 и гелия. Видно, что при большом содержании CO_2 в смеси выходная мощность с увеличением температуры уменьшается начиная с 2000 К, однако при уменьшении содержания CO_2 «оптимальная» температура увеличивается примерно до 3000 К. Эти результаты также указывают на влияние релаксационных процессов в потоке за зоной смешения.

Зависимости выходной мощности от процентного содержания CO_2 для фиксированной температуры характеризуют данные, приведенные на рис. 6.

Достигнутый уровень мощности порядка 1 кВт, полученный в режиме смешения, более чем в 20 раз превышает характерные значения мощности, выводимой на этой же установке в оптимальном режиме обычного ГДЛ с заранее перемешанной смесью. Сравнительно невысокая эффективность работы системы в режиме обычного ГДЛ

мерений показателя усиления и мощности можно оценить эффективность резонатора, если известны значения поступательной и колебательной (мода 100) температур газа в резонаторе. Для иллюстрации произведем оценку эффективности резонатора $T=T_{100}=300$ К. Для среднего по сечению сопла $\alpha=2$ м⁻¹ температура асимметричной моды колебаний составит $T_{001}=1400$ К. Этой температуре соответствует концентрация «замороженной» колебательной энергии (с учетом квантового КПД) порядка 100 Дж/г. Измеренная в опытах удельная энергия лазера составляет 25 Дж/г (см. рис. 4), т. е.

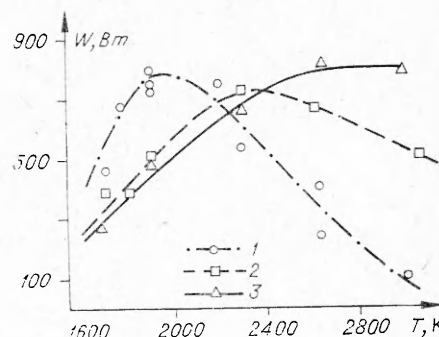
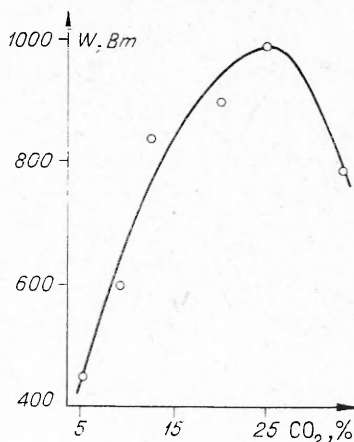


Рис. 5. Зависимость мощности генерации от температуры торможения азота для разных соотношений CO_2 и гелия в инжектируемой смеси.

1 — $\text{CO}_2:\text{He}=1:3$; 2 — $\text{CO}_2:\text{He}=1:10$; 3 — $\text{CO}_2:\text{He}=1:20$ ($p_0=9$ атм. $l^*=2,5$ мм, $A/A^*=26,7$).

Рис. 6. Экспериментальные данные о зависимости мощности генерации от содержания CO_2 в инжестируемой смеси ($p_{\text{см}}=9$ атм, $T_0=1900$ К, $p_0=9$ атм, $l^*=2,5$ мм).



($W/G \sim 1$ Дж/г) объясняется тем, что при достигаемом здесь уровне показателя усиления $\alpha \approx 1 \text{ м}^{-1}$ резонатор работает не в оптимальном режиме: малая длина активной среды (12 см), недостаточно высокое качество покрытия зеркал резонатора и т. д.

Подводя итоги, отметим, что приведенные выше характеристики режимов генерации в ГДЛ со смещением в сверхзвуковом потоке (выходная мощность генерации ~ 1 кВт, с удельной энергией сжема 25 Дж/г при КПД резонатора порядка 25% и длине активной среды 12 см) свидетельствуют о высокой эффективности и перспективности ГДЛ с селективным тепловым возбуждением.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность С. А. Лосеву, В. К. Конюхову и Ю. А. Якоби за полезные обсуждения.

Институт теоретической и
прикладной механики
СО АН СССР, Новосибирск

Поступила в редакцию
7/V 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. E. T. Gerry. IEEE Spectrum, 1970, 7, 11, 51.
2. P. V. Avironis, D. R. Dean, R. Grotbeck. Appl. Phys. Lett., 1973, 23, 7, 375.
3. В. Н. Кардюшин, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1972, 8, 2, 163.
4. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1970, 40, 1, 173.
5. V. N. Groshko, R. I. Soloukhin, P. Wolanski. Opt. Com., 1972, 6, 3, 275.
6. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1973, 211, 4, 829.
7. J. P. E. Taran, M. Charpenel, R. Borghi. AIAA-Paper, 1973, № 73—622.
8. В. Н. Крошко, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. ФГВ, 1974, 10, 4, 473.
9. V. N. Groshko, N. A. Fomin, R. I. Soloukhin. 5-th Int. Coll. on Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems, (c3), 1975, Bourges.
10. T. A. Cool, I. A. Shirley, R. R. Stephens. Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 7, 278.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА НА НАЧАЛО ПРОЦЕССА ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

М. П. Бондарь, А. А. Дерibas, В. И. Мали,
В. А. Симонов

В работах [1, 2] экспериментально установлено, что волнообразование возможно, когда скорость соударения превосходит некоторую критическую, характерную для каждого материала. Значение критической скорости в [2] находится из выражения для числа Рейнольдса, определенного как

$$\text{Re} = \frac{(\rho_v + \rho_n) v_k^2}{H_s + H_n}, \quad (1)$$