

дена должно происходить, в первую очередь, за счет самых мелких фракций исходной шихты.

Таким образом, из изложенного следует, что отжиг шихты ( $Mo + W$ ) в вакууме (необходимая стадия для дальнейшего устойчивого горения образцов в вакууме) сопровождается перераспределением примесного кислорода с одновременным частичным борированием молибдена.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мартirosян П. А., Долуханян С. К. и др. Порошковая металлургия, 1977, 7, 36.
2. Блошенко В. П., Боклий В. А., Боровинская И. П. ФГВ, 1985, 21, 2, 81.
3. Блошенко В. П., Боклий В. А., Боровинская И. П. и др. ФГВ, 1984, 20, 6, 90.
4. Блошенко В. П., Боклий В. А., Боровинская И. П. ФГВ, 1984, 20, 6, 87.
5. Блошенко В. П., Боклий В. А., Боровинская И. П.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1.— Черноголовка, 1981.
6. Блошенко В. П.— В кн.: Проблемы тепло- и массопереноса в топочных устройствах, газогенераторах и химических реакторах.— Минск, 1983.
7. Новиков И. П., Боровинская И. П., Мержанов А. Г.— В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии/Под ред. А. Г. Мержанова.— Черноголовка, 1975.
8. Методы анализа поверхностей/Под ред. Запруды.— М.: Мир, 1979.
9. Penn D. V. Electron Spectrosc., 1976, 9, 1, 29.
10. Физико-химические свойства окислов. Справочник/Под ред. Г. В. Самсонова. 2-е изд. испр. и дополн.— М.: Металлургия, 1978.

Поступила в редакцию 20/II 1986,  
после доработки — 25/II 1987

### ВОПРОСЫ ОРГАНИЗАЦИИ ГОРЕНИЯ В ХИМИЧЕСКИХ СО-ЛАЗЕРАХ ПРИ СЖИГАНИИ СЕРОУГЛЕРОДА В ДОЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ

*В. А. Дудкин, В. Б. Рухин*  
(Москва)

При работе лазерных устройств непрерывного действия, использующих реакцию окисления сероуглерода, важны моменты стабилизации пламени вблизи оси оптического резонатора и увеличения поперечного сечения активной среды. Эти задачи решаются в зависимости от скорости газового потока (дозвуковой или сверхзвуковой), при которой работает устройство.

В первом лазере, использующем свободное горение сероуглерода [1], реагенты в реакционный объем подавали через трубки с отверстиями, параллельные оси резонатора (24 шт.). В соседние трубки вводились различные реагенты, так что расстояние между струями  $CS_2$  и  $O_2$  составляло 6 мм. Перемешивание реагентов осуществлялось посредством их диффузии внутри реакционного объема. По-видимому, большой масштаб неоднородности смеси и низкая скорость перемешивания горючего и окислителя обуславливали низкие энергетические характеристики лазера.

В работе [2] горение  $CS_2$  стабилизировалось у поверхности плоской горелки длиной 40 см, в корпусе которой имелось более 5000 отверстий для подачи смеси горючего и окислителя. Улучшение качества смешения и равномерности подачи реагентов позволило значительно увеличить мощность генерации даже при меньшей, чем в [1], длине активной среды. Однако это достигнуто за счет существенного усложнения конструкции горелки и технологии ее изготовления.

Горелка подобного типа, но с меньшей длиной активной среды (20 см) исследована в [3]. Выяснилось, что порог генерации на ней может быть достигнут только при добавлении в рабочую смесь закиси азота, существенно улучшающей свойства активной среды лазера на

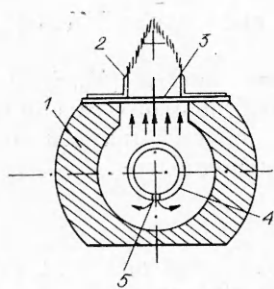


Рис. 1.

пламени  $CS_2$ . Задачи повышения мощности лазера требовали создания горелок большей длины, обеспечивающих высокое качество смешения реагентов. Использование для этого горелки типа [2] наталкивалось на значительные технологические трудности.

С целью поиска менее трудоемкой конструкции горелки, обеспечивающей хорошее смешение реагентов, проведены эксперименты с горелкой, собираемой из штампованных дисков [4]. Эта горелка позволяла осуществлять различные варианты перемешивания реагентов: в реакцион-

ном объеме над поверхностью горелки (при этом обеспечивался масштаб неоднородности около 1 мм), предварительное смешение реагентов в ее полости или до ввода смеси в нее. Эксперименты показали, что нет существенной разницы в качестве активной среды между горелками с большим количеством отверстий [3] и дисковой [4]. Установлено, что на мощность генерации не влияет и выбор места для смешения реагентов.

После того как было показано, что лазер может успешно работать при смешении потоков  $CS_2$  и  $O_2$  перед подачей в горелку, появилась возможность использовать более простую конструкцию, показанную на рис. 1. Во внутренней полости металлического корпуса 1 помещен коллектор 4, имеющий ряд отверстий 5 небольшого размера, через которые подается смесь горючего и окислителя в реакционный объем. Для большей равномерности распределения потока газа вдоль горелки на выходе из металлического корпуса помещена сетка 3, создающая некоторое сопротивление. После инициирования химической реакции разрядным устройством пламя стабилизируется у кромок пластины 2, определяющих размеры потока на входе в реакционный объем. Ось оптического резонатора обычно совмещается с зоной инверсии заселенности молекул  $CO$  в пламени, что достигается перемещением горелки относительно резонатора. Применение горелок такого типа позволило создать лазер на пламени  $CS_2$  с длиной активной среды до 3 м, мощностью генерации около 100 Вт и удельным энергопотреблением 40–50 Дж/г [5].

Недостаток конструкции, изображенной на рис. 1 (а также описанной в [2–4]), не позволяющей на ее основе создать лазеры с большой мощностью излучения, например, для технологического применения, состоит в малой площади поперечного сечения активной среды. Размер активной среды, создаваемой плоской горелкой, в направлении движения газового потока определяется соотношением между скоростями распространения пламени в рабочей смеси и процессов релаксации и стимулированного излучения в активной среде. Для используемых в  $CO$ -лазерах на пламени сероуглерода бедных смесей  $CS_2-O_2$  эта величина составляет ~5 мм [5]. Ширина поперечного сечения активной среды определяется в основном шириной горелки. Однако при большой ширине последняя значительная часть пламени оказывается вне рабочего объема оптического резонатора и не участвует в процессе генерации лазерного излучения. Оптимальная ширина горелки для данного типа лазера в основном зависит от длины активной среды и параметров оптического резонатора. В [5] показано, что для химического  $CO$ -лазера на пламени  $CS_2$ , использующего трехметровую горелку с резонатором, близким к конфокальному, оптимальная ширина горелки ~15 мм.

Стремление увеличить размеры рабочей поверхности горелки, сохранив зону химической реакции внутри рабочего объема оптического резонатора, привело к созданию конструкции с цилиндрической рабочей поверхностью [6]. На рис. 2 показана такая горелка, где внутренняя поверхность пористой трубы используется в качестве стабилизатора сероуглеродного пламени. В экспериментах использовалась пористая труба длиной 40 см с внутренним диаметром 34 мм. При давлении  $p = 0,01 \div 0,02$  атм активная среда имела форму кольца с внутренним диаметром

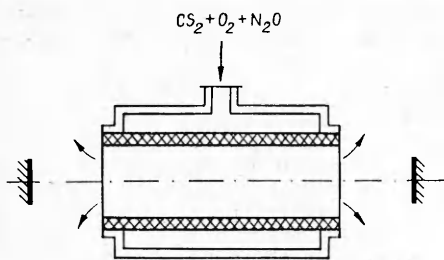


Рис. 2.

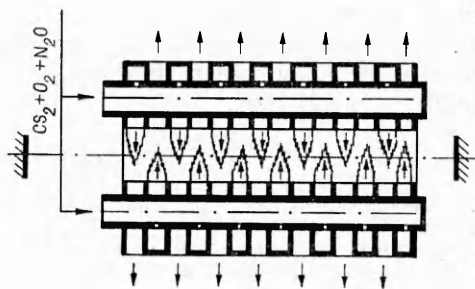


Рис. 3.

1—1,5 см и только при  $p \approx 0,005$  атм она полностью заполняла внутренний объем трубы. Однако в этом режиме устойчивость внутритрубного горения сероуглерода была невысока, поэтому лазерное излучение с обычным плоскосферическим резонатором удавалось получить лишь вблизи границы устойчивости пламени. При этом массовый расход реагентов составлял 0,5—0,6 г/с, а мощность генерации до 0,5 Вт. Можно предполагать, что горелка с кольцевой формой активной среды будет более эффективна при использовании с оптическим резонатором кольцевой формы, исследованным в [7].

Другой способ увеличения площади поперечного сечения активной среды испытан на горелке (рис. 3), в которой горение осуществлялось в системе струй, истекающих навстречу друг другу. При этом края пламен оказывают стабилизирующее влияние друг на друга. При длине горелки 50 см типичные массовые расходы реагентов составляли  $\sim 2$  г/с, а выходная мощность лазерного излучения 1,5—2 Вт. При увеличении расходов пламя уходило из внутренней полости горелки и стабилизировалось снаружи у выходных отверстий. Поперечное сечение пучка лазерного излучения, выходящего из резонатора, имело вид прямоугольника, размеры которого зависели от мощности генерации (максимальный размер  $\sim 1,5 \times 2$  см). Зеркала резонатора имели действующий диаметр 32 мм, радиус кривизны 5 м и расстояние между ними около 4 м. Вид и размеры пятна могут служить косвенным подтверждением увеличения размеров активной среды по сечению резонатора, так как в лазере, использовавшем горелку, изображенную на рис. 1, размеры пятна генерации были существенно меньше ( $\sim 0,5 \times 1,5$  см).

Площадь поперечного сечения активной среды химического СО-лазера на горении  $CS_2$  можно увеличить, если повысить скорость химической реакции в активной среде. Это можно осуществить добавкой в зону реакции уже готовых активных центров, например радикалов  $CS$ ,  $SO$ ,  $O$ ,  $S$  и др. Для этой цели удобно использовать продукты горения специально создаваемого для этого дополнительного пламени. Так, в [8] показано, что при смешении продуктов горения серы с потоком смеси, содержащей сероуглерод и окислитель, возникает лазерно-активная среда, превосходящая по своим характеристикам среду, образующуюся при свободно горящем пламени сероуглерода. Основной недостаток этого способа — введение в установку дополнительных систем, необходимых для газификации серы и подачи ее в зону химической реакции. Его можно устранить, если использовать активные центры, имеющиеся в продуктах горения сероуглерода (см., например, [9]). Предварительные эксперименты в этом направлении говорят о том, что продукты горения сероуглерода могут конкурировать с продуктами горения серы в задаче создания лазерно-активных сред таким образом.

Задача оптимизации системы по выходу лазерного излучения при использовании таких двухступенчатых горелок существенно усложняется ввиду увеличения числа варьируемых параметров (составы и расходы реагентов в каждом потоке, геометрия и условия смешения и т. п.). Однако разработка систем такого типа в сочетании с совершенствова-

нием формы пламени внутри резонатора является, вероятно, основным направлением дальнейшего развития СО-лазеров на пламени сероуглерода, способным привести к созданию мощных лазерных установок различного применения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pilloff H. S., Searles S. K., Djeu N. Appl. Phys. Lett., 1971, 19, 9.
2. Linevsky M. J., Carabetta R. A. Appl. Phys. Lett., 1973, 22, 288.
3. Дудкин В. А., Либрович В. Б., Рухин В. Б. ФГВ, 1978, 14, 1, 141.
4. Дудкин В. А., Рухин В. Б. Приборы и техника эксперимента, 1974, 3, 202.
5. Дудкин В. А., Рухин В. Б. Квантовая электроника, 1984, 11, 1183.
6. Дудкин В. А., Либрович В. Б., Рухин В. Б. и др. Тез. докл. на Международном семинаре «Механика и физика плазмы и газовых потоков». — Рига, 1981.
7. Casperson L. W., Shekhan M. S. Appl. Optics., 1975, 14, 2653.
8. Дудкин В. А., Кедров А. Ю. Письма в ЖТФ, 1981, 7, 463.
9. Vetter A. A., Culick F. E. C. Comb. Flame, 1978, 33, 2, 169.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

### ИНИЦИИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ

А. А. Васильев  
(Новосибирск)

Среди большого количества статей по инициированию газовой детонации практически нет ни одной целенаправленной экспериментальной работы, посвященной влиянию пространственного распределения инициатора на критическую энергию инициирования многофронтной детонации  $E_*$ .

Влияние временных характеристик энерговыделения на величину  $E_*$  наглядно продемонстрировано в [1—3], где показано, что энергия инициирования детонации при одинаковых условиях (состав смеси и начальное давление) может варьироваться в пределах нескольких порядков при различных способах возбуждения, отличающихся лишь временем энерговыделения. В [4] для учета пространственной и временной зависимости  $E_*$  введены понятия критических размера инициатора  $r_*$  и времени энерговыделения  $t_*$ , таких, что при размерах области инициирования  $r_0 \leq r_*$  либо временах  $t_0 \leq t_*$  величина  $E_*$  предлагается постоянной и совпадающей с энергией точечного инициатора с мгновенным энерговыделением. При  $r_0 > r_*$  или  $t_0 > t_*$  часть энергии оказывается «лишней», поскольку в инициировании принимает участие лишь область  $r_0 \leq r_*$ . При этом существенная составляющая зависимости энергии инициатора от его размеров и времени энерговыделения может быть представлена, согласно [5], выражениями

$$E_{r_0} = \bar{E}_* (r_0/r_*)^{\nu-0,25}, \quad (1)$$

$$E_{t_0} = E_* (t_0 D_0/r_*)^{\nu-0,25}, \quad (2)$$

где  $\nu = 1, 2, 3$  для плоского, цилиндрического и сферического случаев соответственно. Формула (2) хорошо согласуется с экспериментальными данными [6] для смеси  $C_2H_2 + 2,5O_2$  (инициирование электроразрядом). Предположение, что при  $r_0 < r_*$  величина  $E_*$  считается постоянной, не имеет пока экспериментального подтверждения. Более того, даже в области докритических параметров  $r_*$  и  $t_*$   $E_*$  может оказываться непостоянной при различных пространственно-временных зависимостях реального энерговыделения.

В [7] для  $\nu = 3$  проведен численный одномерный расчет инициирования газовой детонации точечным источником с  $\bar{E}_*$ , а также равно-