

$$\sum_i I_i(T^0) n_i^0 - \sum_i I_i(T) n_i = 0. \quad (8)$$

Анализ кривых температур и степени конверсии на рисунке показывает, что вследствие эндотермичности реакции (3) температура по длине реактора понижается тем больше, чем выше концентрация сероводорода в газе. При этом для РИВ значительно более резко. Как и следовало ожидать, сравнение результатов для РИС и РИВ показывает значительное преимущество РИВ. Так, при переработке кислого газа с содержанием сероводорода 71 % реакция в РИВ практически завершается (95 % от термодинамического предела) за 0,05 с, а в РИС за это время степень конверсии достигает только 30 %.

Кинетические данные по высокотемпературной реакции Клауса в промышленных условиях имеются только для реакторов цилиндрического вида с тангенциальными горелками [10]. Кривые 3 на рисунке идут значительно ниже, чем для РИС, что иллюстрирует низкую эффективность использования реакционного объема промышленных аппаратов этого типа, по-видимому, вследствие наличия обратных вихрей.

Полученные результаты количественно показывают значительные преимущества реакторов, приближающихся к режиму идеального вытеснения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шурин Р. М., Калинин И. В., Оношко Т. В. и др. Производство газовой серы методом Клауса.— М.: ЦИНТИхимнефтемаш, 1986.
2. Фишер Х. Химия и переработка углеводородов, 1974, 9—10, 89.
3. Нуне G. V. Sulphur, 1988, 198, 24.
4. Cullis C. F., Mulcahy M. F. R. Comb. Flame, 1972, 18, 225—292.
5. Frenkloch M., Lee J. H., White J. N. et al. Comb. Flame, 1981, 41, 1—16.
6. Теснер П. А., Семировский М. С., Мотыль Д. Н. Кинетика и катализ, 1989, 30, 5, 1015.
7. Глушко В. П. Термодинамические свойства индивидуальных веществ.— М.: Наука, 1978.— Т. I, кн. 2.
8. Герасимов Я. М. Курс физической химии.— М.: Химия, 1970.
9. Амелин А. Г. Общая химическая технология.— М.: Химия, 1977.
10. Теснер П. А., Рубинов Р. Х. Газовая промышленность, 1986, 7, 26.

г. Москва

Поступила в редакцию 17/VIII 1989

УДК 539.4.01

*Е. А. Кутанов, Е. А. Самышкин, Е. И. Смуглий,  
С. Г. Бычков, Г. И. Ксандопуло*

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН НАПРЯЖЕНИЙ В СИЛЬНОПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Фотоакустический (ФА) эффект широко используется для исследования физических свойств газовых и конденсированных сред. Теоретические аспекты ФА генерации под действием импульсного лазерного излучения освещены в литературе [1, 2]. Предлагаемые многими авторами аналитические решения динамической задачи термоупругости для облучаемых тел дают возможность рассчитать профиль волны напряжений в зависимости от режима облучения, упругих и оптических свойств среды, но при этом обычно не учитывается реальная функция временного распределения интенсивности в лазерном импульсе.

© 1990 Кутанов Е. А., Самышкин Е. А., Смуглий Е. И., Бычков С. Г., Ксандопуло Г. И.

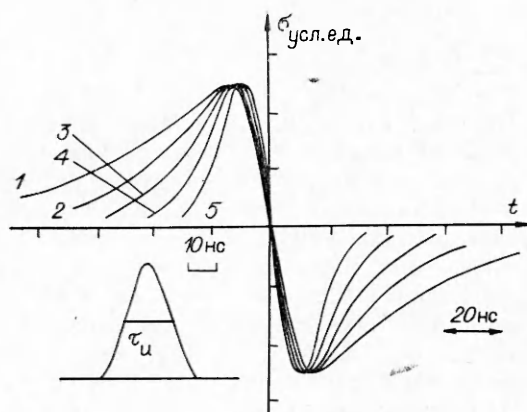


Рис. 1. Изменение формы ФА импульсов в зависимости от линейного коэффициента поглощения.

$k, \text{ см}^{-1}$ : 1 — 40, 2 — 70, 3 — 110, 4 — 180, 5 — 300.

Показана возможность определения размера пучка в фокусе методом сравнения формы акустической волны, рассчитанной из уравнений [5], с профилем сигнала, получаемого в эксперименте. При проведении расчетов подбиралось такое значение искомого параметра, при котором наблюдалось наилучшее совпадение с экспериментом. Точность метода была не хуже  $\pm 30\%$ , при этом совпадение в начальной фазе биполярного сигнала было значительно лучше, чем в конечной, что объясняется авторами [4] несовпадением реальной функции интенсивности излучения с гауссовой, принимаемой в расчетах. Не менее важно точное задание функции интенсивности при изучении сильнопоглощающих сред, когда время пробега волной характерной глубины поглощения сравнимо с длительностью лазерного импульса. В [6] показано, что для металлических образцов распределение перемещений в ФА волне практически совпадает с формой лазерного импульса.

Реальную функцию интенсивности излучения в лазерном импульсе при расчете распределения напряжений в ФА волне можно учесть, используя уравнение вида

$$F(\xi)_{\eta_T} = R \int_0^{\infty} f(\eta - \eta_T) \cdot G(\eta, \xi) d\eta, \quad (1)$$

где  $F(\xi)_{\eta_T}$  — функция распределения напряжений в акустической волне в момент безразмерного времени  $\eta_T$ ;  $\xi$  — безразмерная координата;  $R$  — амплитудный фактор;  $f(\eta)$  — функция интенсивности излучения лазерного импульса;  $G(\eta, \xi)$  — функция Грина.

Изменение формы ФА сигнала в зависимости от величины линейного коэффициента поглощения показано на рис. 1. Расчеты проводились для лазерного импульса с гауссовым распределением интенсивности. В качестве функции Грина использовалось решение динамической задачи несвязанной термоупругости для случая одномерной деформации линейно-упругого полупространства в режиме мгновенного разогрева среды электромагнитным излучением [7]:

$$G(\eta, \xi) = \begin{cases} -\exp(-\xi) \operatorname{ch} \eta, & \xi > \eta, \\ \exp(-\eta) \operatorname{sh} \xi, & \xi < \eta, \end{cases} \quad (2)$$

$\xi = x/l$ ;  $\eta = t \cdot c/l$ ;  $l$  — характерная глубина поглощения;  $c$  — скорость распространения ФА волны. Уравнение (2), описывающее распределение напряжений в продольной волне, получено в приближении стационарно-

Сравнительный анализ форм теоретических и регистрируемых в эксперименте ФА импульсов позволяет не только проверить правильность математических моделей, на основании которых получены расчетные уравнения, но и получить информацию о тех параметрах, которые существенно влияют на профиль ФА волны. Так, методом сравнения в работе [3] изучалась температурная зависимость коэффициента поглощения для железа и меди. В [4] исследовалась форма оптоакустических импульсов, возникающих в слабопоглощающей жидкости под действием сфокусированного лазерного излучения.

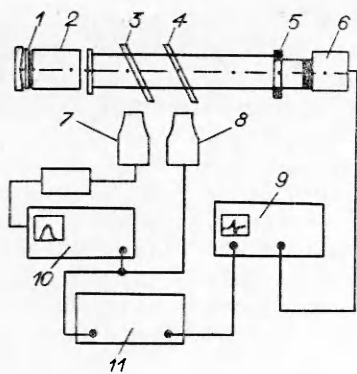


Рис. 2. Блок-схема установки.

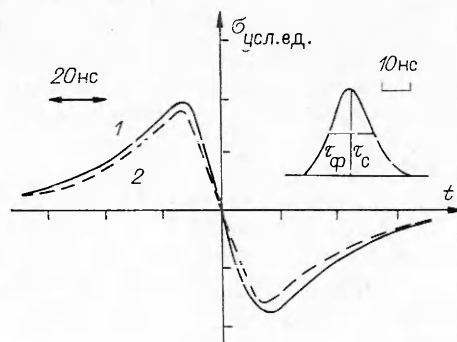


Рис. 3. Сравнение расчетной (1) и экспериментальной (2) форм ФА импульсов.

го распределения температур в зоне поглощения. В этом случае не учитывается влияние теплопроводности на формирование распределенного теплового источника. Предполагалось, что поглощение излучения происходит по закону Бугера:  $I = I_0 \exp(-x/l)$ . Такое приближение возможно при выполнении условия  $a/cl \ll 1$  [7], т. е. при  $a < 1 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $c \sim 10^5 \text{ см/с}$ ,  $l \gg 10^{-5} \text{ см}$  ( $a$  — коэффициент температуропроводности).

Функция интенсивности излучения в лазерном импульсе задавалась уравнением

$$I = I_0 \exp(-B\eta^2), \quad (3)$$

где

$$B = 4(l/c\tau_n)^2 \ln 2; \quad (4)$$

$c$  — скорость звука.

Для случая, когда  $\eta_T$  велико, уравнение (1) с учетом (2) и (3) можно записать в виде

$$F(\xi)_{\eta_T} = R(-\exp - \xi) \int_0^{\xi} \exp(-B(\eta - \eta_T)^2 + \eta) d\eta + \exp \xi \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-B(\eta - \eta_T)^2 - \eta) d\eta. \quad (5)$$

Принимая во внимание (4), нетрудно видеть, что основным параметром, определяющим форму ФА импульса, является величина отношения  $l/c\tau_n = \tau_b/\tau_n$  ( $\tau_b$  — время, за которое волна пробегает расстояние, равное характерной глубине поглощения,  $\tau_n$  — длительность лазерного импульса). На рис. 1 для каждой кривой указано соответствующее значение линейного коэффициента поглощения  $k = 1/l$ . Все кривые рассчитаны для лазерного импульса длительностью 16 нс по полувысоте и характерной для стекла скорости звука  $c = 4,8 \text{ км/с}$ .

В экспериментальной части изучалась форма ФА импульсов в материалах с характерной глубиной поглощения  $l \sim 100 \text{ мкм}$  при облучении лазерными импульсами с энергией 1–5 мДж различной длительности. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Регистрация ФА импульса осуществлялась с помощью пьезокерамического датчика 6. Источником импульсного излучения служил рубиновый лазер 2, работающий в режиме модулированной добротности. В качестве пассивных модуляторов 1 использовались светофильтры КС-19 различной толщины, что позволяло изменять длительность импульсов от 16 до 40 нс по полувысоте. Лазерное излучение через диафрагму 5 диаметром 5 мм попадало на образец толщиной 1,5–2 мм, прикрепленный к датчику жидким стеклом. Сигнал с датчика регистрировался запоминающим осциллографом С8-12 9. Часть излучения отводилась делительными пластинами 3, 4 на фотоэлементы 7, 8. Сигнал с фотоэлемента 7 через ли-

нию задержки подавался на осциллограф 10 С7-19. Фотоэлемент 8 служил для синхронизации измерительной схемы, осуществляя запуск осциллографа 10 и генератора 11 Г5-53. Генератор обеспечивал необходимую задержку запуска осциллографа 9. В каждом опыте ФА импульс и соответствующий ему лазерный импульс регистрировались на фотопленку. Скорость звука в образцах измерялась по задержке между световым и акустическим сигналами. Исследуемые образцы изготавливались из светофильтров СЗС и ИКС, а также из эбонита. Исследуемые материалы характеризуются сильным поглощением на длине волны 0,694 мкм.

Анализ полученных в эксперименте осциллограмм лазерных импульсов показал характерную асимметричность функции интенсивности в лазерном импульсе (рис. 3), поэтому в расчетах она задавалась по частям:

$$f(\eta - \eta_T) = I_0(1 - H(\eta - \eta_T)) \exp\left(-\ln 2 \left(\frac{l}{\tau_\Phi c}\right)^2 (\eta - \eta_T)^2\right) + \\ + I_0 H(\eta - \eta_T) \exp\left(-\ln 2 \left(\frac{l}{\tau_c c}\right)^2 (\eta - \eta_T)^2\right),$$

где  $H(\eta - \eta_T)$  — единичная функция Хевисайда;  $\tau_\Phi$ ,  $\tau_c$  — времена фронта и спада лазерного импульса соответственно.

Для СЗС проведено сравнение экспериментально полученных сигналов с датчика давления с кривыми, рассчитанными на основании уравнения (5), где в качестве исходных данных использовались полученное значение  $c = 4,02 \cdot 10^3$  м/с и определяемые из осциллограмм значения  $\tau_\Phi$  и  $\tau_c$ . Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных кривых получено для  $l = 116$  мкм (см. рис. 3). Аналогичным образом определены значения линейного коэффициента поглощения для стекла ИКС и эбонита, которые равнялись 140 и 350 см<sup>-1</sup>. Кроме того, по стандартной методике, описанной в [8], определена характерная глубина поглощения для СЗС ( $\lambda = 0,694$  мкм) —  $l = 110 \pm 15$  мкм.

Хорошее совпадение значений  $l$ , полученных методом сравнения и традиционным способом, показывает пригодность предложенного уравнения (5) для расчета профиля ФА волны с учетом реальной функции интенсивности лазерного излучения, а также возможность определения величины линейного коэффициента поглощения непосредственно из формы ФА сигнала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Карташов Э. М., Бартенев Г. М. // Итоги науки и техники. Химия и технология высокомолекулярных соединений.—М.: ВИНТИ, 1988.
2. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия/Под ред. Д. Клайджера.—М.: Мир, 1986.
3. Бондаренко А. Н., Вологдин В. К., Кондратьев А. П. Акустический журнал, 1980, 26, 6, 828.
4. Sullivan B., Tam A. C. J. Acous. Soc. Amer., 1984, 75, 2, 437.
5. Heritier J. M. Opt. Commun., 1983, 44, 267.
6. Бондаренко А. Н., Дробот Ю. Б., Круглов С. В. Дефектоскопия, 1976, 6, 85.
7. Морленд С. РТК, 1968, 6, 88.
8. Глушак Б. Л., Новиков С. А., Свиридов В. А. и др. ПМТФ, 1980, 6, 99.

г. Алма-Ата

Поступила в редакцию 28/VIII 1989