

атмосферном давлении. Форсунка перемещалась в горизонтальной плоскости в двух взаимно перпендикулярных направлениях, что позволяло проводить сканирование струи. Интенсивность рассеянного излучения измерялась под углом 90° к падающему.

На рис. 2 приведено найденное описанным выше способом распределение парциальных концентраций CO_2 в затопленной двухкомпонентной газовой струе. Срез сопла совпадает с плоскостью $x = 10$ мм, измерения проводились в центральной плоскости струи.

На координатной плоскости кружками отмечены точки измерения парциальных концентраций газов в струе, параметром кривых (изобар) является парциальное давление CO_2 в процентах к атмосферному.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах и жидкостях.— Л.: Наука, 1977.
2. George T. V., Goldsteine L. et al. Molecular scattering of ruby laser light.— Phys. rev. Second ser., 1965, v. 137, N 2A.

Поступила 2/1 1986 г.

УДК 532.574.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ОКРАШИВАНИЯ ФОТОХРОМНЫХ РАСТВОРОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

*В. А. Альварес-Суарес, А. Д. Полянин,
Ю. С. Рязанцев
(Москва)*

Известно, что введение малых количеств растворимых фотохромных соединений в поток жидкости позволяет с помощью направленного излучения определенной длины волны получать окрашенные треки в растворе. Регистрация положений трека в последовательные моменты времени дает возможность изучать структуру потока и обтекание тел различной формы [1—6].

Очень важно при использовании метода фотохромной визуализации потоков знать оптические характеристики треков в растворе, которые зависят от типа фотохромного соединения, его концентрации в жидкости, длины волны и интенсивности активизирующего излучения и других параметров.

В данной работе исследованы фотохромные характеристики водного раствора спиропирана 11. Определена длина окрашенного трека в зависимости от энергии активизирующего лазерного излучения и концентрации фотохромного вещества в растворителе. Установлены пределы изменения концентрации фотохромного вещества и других параметров, необходимые для получения надежно регистрируемой окрашенной трассы.

1. Экспериментальная установка. Фотохромные вещества (ФХВ) могут иметь различное химическое строение молекул и проявлять способность изменять свою окраску под действием лазерного излучения определенной длины волны в различных типах растворителей, таких как вода, спирт, ацетон, бензол и др. [7, 8]. В данной работе исследовались свойства водного раствора (одного из наиболее перспективных фотохромных соединений) спиропирана, окраска которого в растворе изменялась при воздействии импульсного излучения с длиной волны $\lambda = 347,4$ нм.

При поглощении излучения молекулы первоначально бесцветной (исходной) формы A спиропирана переходят в возбужденное состояние A_* , а затем через некоторые промежуточные состояния — в окрашенную (красную) форму B , из которой спонтанно либо при нагревании, либо при поглощении излучения с той же длиной волны молекулы B могут вернуться в исходное состояние A или перейти в некоторый нефотохромный продукт. Накопление окрашенной формы B приводит к образованию окрашенного трека в жидкости. Время его существования после прекращения облучения 0,1—0,5 ч [9].

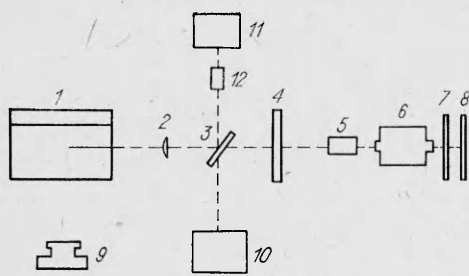


Рис. 1

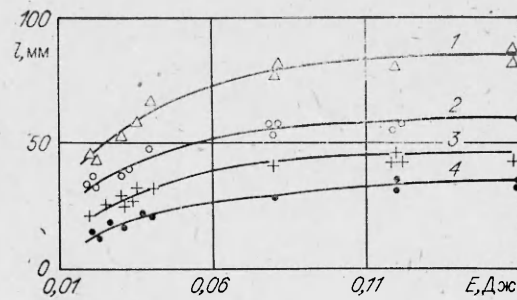


Рис. 2

Практически безынерционное появление окраски, происходящее за 10^{-8} — 10^{-18} с, длительное время жизни и достаточно высокая фотохромная чувствительность спиропиранов делают их перспективными для использования при визуализации потоков жидкости.

Цель данной работы — экспериментальное исследование количественных закономерностей фотохромного окрашивания рабочей жидкости, позволяющих рассчитывать длину окрашенной трассы l в зависимости от энергии E импульсного лазерного излучения и концентрации c фотохромного вещества в растворе.

Эксперименты проводились на установке, показанной на рис. 1. В качестве источника лазерного излучения использовался оптический квантовый генератор на рубине 6. В экспериментах применялась схема генератора без выходного зеркала, что давало возможность увеличить добротность резонатора, образованного торцами стержня и 99%-ным отражающим зеркалом 8. В режиме генерации гигантского импульса это позволяло существенно уменьшить нагрев нелинейного кристалла СДР 5 при преобразовании излучения с $\lambda = 694,7$ нм во вторую гармонику с $\lambda = 347,3$ нм, необходимой для осуществления фотохромной реакции. В качестве модулятора добротности использовался пассивный затвор КС-19 7.

Наблюдение за формой, длительностью и количеством пиков в импульсе лазерного излучения осуществлялось скоростным запоминающим осциллографом С8-17 11, на который подавались сигналы с фотодиода, 12 через светоделительную пластинку 3. Сигналы, поступающие с фотодиода, прокалиброваны по энергии излучения E измерителями ИКТ-1Н и ИМО-2 10.

Максимальная энергия импульса ОКГ при одиночной генерации 0,04 Дж на $\lambda = 347,3$ нм. Количество пиков в одном импульсе изменялось от 1 до 6, что увеличивало суммарную энергию УФ-излучения от 0,04 до 0,24 Дж.

Уменьшение энергии ультрафиолетового излучения ОКГ ($E < 0,04$ Дж) при одиночной генерации достигалось путем введения расстройки в ориентацию кристалла СДР относительно излучения лазера. Для предотвращения воздействия на раствор фотохромного вещества излучения с $\lambda = 694,7$ нм после кристалла устанавливался фильтр ФС-6 4.

Для повышения плотности мощности в области взаимодействия осуществлялась фокусировка многомодового пучка сферической кварцевой линзой 2 с фокусным расстоянием 400 мм, диаметром перетяжки 1,2 мм и длиной каустики 50 мм, после чего излучение попадало в кварцевую кювету 1 с исследуемым раствором, формируя цилиндрическую окрашенную трассу l , регистрируемую с помощью фотоаппарата 9. Съемка производилась на фотоплёнку «Микрат-200», а негативы обрабатывались на микроденситометре.

2. Зависимость длины окрашенной трассы от энергии импульса излучения при различных значениях концентрации ФХВ. Оптический квантовый генератор работал в режиме генерации одиночного и серии импуль-

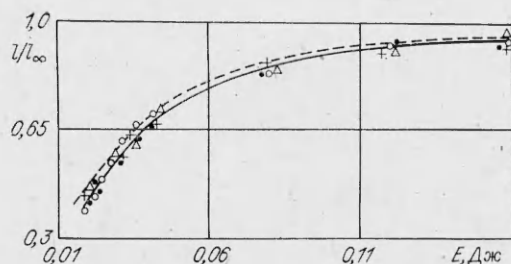


Рис. 3

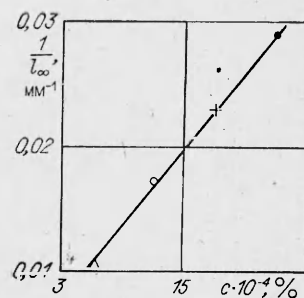


Рис. 4

сов. Время между отдельными импульсами в одной серии 10^{-6} с, что существенно меньше времени теплового перехода вещества из окрашенной в бесцветную форму после прекращения облучения.

На рис. 2 представлена экспериментальная зависимость l от E импульсов ОКГ для концентрации $c = 6 \cdot 10^{-4}$, $12 \cdot 10^{-4}$, $18 \cdot 10^{-4}$, $24 \cdot 10^{-4}$ % (линии 1—4), определяемой отношением массы ФХВ к массе растворителя. При обработке негативов за l принималось расстояние от стенки кюветы до точки, в которой плотность почернения трассы превышала уровень шумов остальной части негатива в 2 раза. Во всех экспериментах использовалась киноплёнка с одной и той же светочувствительностью, контрастностью и спектральными характеристиками. Чувствительность микроденситометра также оставалась неизменной. При изменении энергии излучения ($0 < E \leq E_{\max}$, $E_{\max} = 0,04$ Дж) полученные значения l соответствуют одноимпульсной активации раствора. При $E > E_{\max}$ экспериментальные точки отвечают многоимпульсному воздействию с $E = nE_{\max}$ ($n = 2, 3, 4$).

Из рис. 2 следует, что при увеличении концентрации ФХВ длина окрашенной трассы при постоянной энергии активирующего излучения уменьшается, так как рост числа поглощающих излучение фотохромных молекул приводит к увеличению поглощения энергии излучения. Отметим, что при $c < 6 \cdot 10^{-4}$ % плотность почернения окрашенной трассы на полученных фотографиях становится настолько малой, что это может вызвать большие трудности при обработке результатов гидродинамических экспериментов. Поэтому для получения на фотографиях окрашенных трасс с достаточной плотностью почернения, а также требуемой длины при постановке гидродинамических экспериментов на воде диапазон изменения концентрации ФХВ должен лежать в пределах $5 \cdot 10^{-4} \% < c < 30 \cdot 10^{-4} \%$. Увеличение энергии активации до значений $> 0,12$ Дж не приводит к заметному росту длины трассы, а для каждого значения c с ростом E длина окрашенной трассы стремится к некоторому предельному значению l_{∞} . Поэтому при обработке полученных экспериментальных данных целесообразно перейти к безразмерной длине трека l/l_{∞} [10, 11].

На рис. 3 сплошной линией показана зависимость l/l_{∞} от E , построенная по данным рис. 2. Видно, что независимо от концентрации ФХВ все экспериментальные точки хорошо ложатся на одну универсальную кривую. На рис. 3 значения $E = 0,08$; $0,12$; $0,16$ Дж соответствуют двух-, трех- и четырехимпульсному воздействию на раствор.

На рис. 4 дана зависимость изменения величины $1/l_{\infty}$, определяемой из экспериментов, от концентрации c , которую представим в виде

$$1/l_{\infty} = \alpha c + \beta,$$

где $\alpha = 10 \text{ мм}^{-1}$; $\beta = 0,005 \text{ мм}^{-1}$.

Построенную по экспериментальным данным кривую, представленную на рис. 3 (сплошная линия), с хорошей точностью можно аппроксимировать приближенной зависимостью

$$l/l_{\infty} = (E - E^*)/E,$$

показанной штриховой линией на рис. 3, где $E^* = 0,011$ Дж.

Таким образом, при использовании в гидродинамических экспериментах с фотохромной визуализацией потока водного раствора спиропирана с концентрацией ФХВ $5 \cdot 10^{-4}\% < c < 30 \cdot 10^{-4}\%$ и энергией активирующего импульса УФ-излучения ОКГ $0,01 \text{ Дж} < E < 0,12 \text{ Дж}$ длину окрашенного трека можно вычислять по формуле

$$(2.1) \quad l = (\alpha c + \beta)^{-1}(E - E^*)/E.$$

Здесь $\alpha = 10 \text{ мм}^{-1}$; $\beta = 0,005 \text{ мм}^{-1}$; $E^* = 0,011 \text{ Дж}$.

Следует ожидать, что при расчете длины окрашенного трека в жидкостях с применением других ФХВ в различных растворителях окажется пригодной зависимость (2.1), в которой постоянные α , β и E^* будут иметь другие значения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барачевский В. А., Манджиков В. Ф. и др. Фотохромный метод визуализации гидродинамических потоков. — ПМТФ, 1984, № 5.
2. Рязанцев Ю. С., Юречко В. Н. и др. Исследование движения жидкости в замкнутом объеме методом фотохромной визуализации. — В кн.: Тез. докл. III Всесоюз. семинара по гидромеханике и тепломассообмену. Черноголовка, 1984.
3. Smith J. W., Hummel R. L. Studies of fluid flow by photography using a non-disturbing light-sensitive indicator. — J. of the SMPTE, 1973, v. 82, p. 278.
4. Popovich A. T., Hummel R. L. A new method for non-disturbing turbulent flow measurement very close to a wall. — Chem. Engng Sci., 1967, v. 13, p. 854.
5. Frantisak F., Palade de Iribarne A. Non-disturbing transfer technique for quantitative measurement in turbulent flow. — Ind. Engng Chem. Fundam., 1969, v. 8, N 1.
6. Dunn S. G., Smith G. W. Some statistical properties of turbulent momentum transfer in rough pipe. — Chem. Engng Sci., 1972, v. 50.
7. Барачевский В. А., Лашков Г. И., Цехомский В. А. Фотохромизм и его применение. — М.: Химия, 1977.
8. Альварес-Суарес В. А., Барачевский В. А. и др. Метод фотохромной визуализации гидродинамических потоков. Препринт № 203. — М.: ИПМ АН СССР, 1982.
9. Барачевский В. А., Козенков В. М. и др. Фотохромные органические материалы для средств оптической обработки информации. — ЖНиПФиз, 1974, т. 19, вып. 3.
10. Polyanin A. D., Dil'man V. V. New methods of the mass and heat transfer theory II. The methods of asymptotic interpolation and extrapolation. — J. Heat Mass Transf., 1985, v. 28, N 1.
11. Полянин А. Д., Дильман В. В. Формулы повышенной информативности в химической механике. — ДАН СССР, 1984, т. 277, № 1.

Поступила 2/1 1986 г.

УДК 533.6.011.72

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ ОБТЕКАНИИ КРЫЛА ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ЗАПЫЛЕННОГО ГАЗА

В. П. Голубкин

(Москва)

Примеси мелких твердых частиц (пыли) той или иной концентрации всегда содержатся в атмосфере. Это обуславливает интерес к исследованию их поведения при пролете тел через облака таких частиц, а также возможного изменения аэродинамических характеристик тел за счет этого. Использование приближенных теорий гиперзвукового обтекания [1] наряду с обычными упрощениями теории двухфазных течений [2] позволяет исследовать проблему аналитически.

В ряде работ (например, [3, 4]) рассмотрено гиперзвуковое обтекание тел простой формы запыленным газом в предположении, что наличие примеси не влияет на течение газовой фазы. Обтекание тонкого клина с учетом взаимного влияния фаз исследовалось в [5].

При переходе через головной скачок уплотнения параметры газа резко изменяются, параметры же частиц примеси остаются непрерывными [5, 6]. По степени аккомодации их скорости и температуры к соответствующим значениям для несущей фазы различаются два предельных режима двухфазных течений: «замороженный», когда аккомодация идет очень медленно и изменения параметров частиц несущественны, и «равновесный», когда она протекает очень быстро в узкой релаксационной зоне вблизи скачка [6] и в основной части поля течения параметры фаз идентичны.

В данной работе методом тонкого ударного слоя [1, 7] изучается пространственное гиперзвуковое обтекание крыла малого удлинения под конечным углом атаки в