

работе с неохлаждаемым катодом объясняется снижением катодного падения потенциала благодаря эмиссии с катода и увеличению температуры пограничного слоя.

Поступила в редакцию
15/X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Karlovitz. Pure and applied chemistry, 1962, 5, 3/4.
2. Magynowski, В. Karlovitz, T. Hirt. Process design and development, 1967, 6, 3.
3. R. Davies. 10-th Symposium (International) on Combustion. Cambridge, 1964.
4. Т. Крейн, М. Салимов и др. Газовая промышленность, 1970, 10.
5. I. Fells, J. Harker. Combustion and flame, 1968, 12.
6. I. Fells, J. Harker. Trans. inst. chem. engrs., 1968, 8, 48.
7. И. Васильева, Л. Депутатова, А. Нефедова. В сб. «Магнитогидродинамический метод получения электрической энергии». М., 1972.
8. J. Harker. Combustion and flame, 1969, 13, 6.

УДК 621.378.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА САЖИСТЫЕ ЧАСТИЦЫ ПЛАМЕНИ

В. С. Бураков, В. В. Желудок, А. А. Ставров

(Минск)

В работе [1] отмечена возможность индикации излучения рубинового лазера при облучении им свободно горящего пламени по электрическому сигналу, возникающему на электродах, находящихся под постоянным потенциалом в пламени.

Приводимые ниже результаты посвящены рассмотрению возможности оптических методов индикации воздействия лазерного излучения на пламена. В частности, исследована корреляция свечения пламени с плотностью мощности зондирующего излучения ОКГ, особенности действия на пламя радиации ОКГ, работающих в различных режимах генерации (хаотическом, упорядоченном и моноимпульсном), показана возможность оценки распределения интенсивности в лазерном пучке и скорости перемещения пламени из анализа свечения подогретых зон. Исследования выполнены с открытым диффузионным пламенем предельных углеводородов на фитиле в воздухе. Облучению радиацией ОКГ подвергалась зона свечения углеродистых частиц [2].

Для определения преимущественного размера частиц применен метод, предложенный в [3]. Он состоит в измерении спектрального пропускания кварцевой подложки с осажденным полупрозрачным слоем сажи. Предполагается зависимость коэффициента поглощения k_λ от длины волны λ подложки в виде $k_\lambda = c/\lambda^n$, где c и n — константы. Действительно, рис. 1, 1 подтверждает эту зависимость с $n=1,33$, что хорошо согласуется с данными работ [3, 4], где n равно 1,21 и 1,39 соответственно. Из [3] следует, что при $n=1,33$ наиболее вероятный диаметр d сажистых частиц составляет 18 нм, а полуширина их функции распределения по размерам около 10 нм.

На рис. 1, 2 представлен ход оптической плотности $k_\lambda l$ в видимой области спектра непосредственно для исследуемой зоны пламени. Пламя просвечивалось излучением вольфрам-галлидовой лампы, сфокусирован-

ным в пучок диаметром 3 мм. В качестве спектрального прибора использовался светосильный дифракционный монохроматор с обратной дисперсией 6,4 нм/мм и выходной щелью 0,1 мм. Сканирование по спектру осуществлялось автоматически со скоростью 0,6 нм/с с синхронной записью сигнала с ФЭУ-22. Точность измерений не хуже 3%, разброс точек на кривой обусловлен временной нестабильностью горения пламени. На кривую 2 укладываются значения $k_{\lambda}l$, полученные при зондировании пламени излучением гелий-неонового и рубинового лазеров. Как и для прямой 1, наблюдается уменьшение оптической плотности с переходом в длинноволновую область спектра.

Используя экспериментально определенные значения $k_{\lambda}l$ (рис. 1, 2) оптической длины пламени ($l=0,5$ см) и значения безразмерного коэффициента ослабления k [5], можно определить концентрацию сажистых частиц в предположении монодисперсности системы из выражения $N=4k_{\lambda}/k_{\lambda}d^2$. Значение $N=2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ соответствует весовой концентрации сажи меньше 1%.

Прохождение мощного излучения рубинового ОКГ через пламя сопровождается возрастанием его испускательной способности, что обусловлено подогревом сажистых частиц. Подогрев пламени регистрировался в различных областях спектра как фотографически, так и с помощью фотоэлектронных умножителей с выделением требуемого спектрального интервала монохроматорами УМ-2. В качестве эталонного источника использовалась ленточная лампа. Из полученных данных определена цветовая температура пламени. Истинные значения температуры получены на основании рассчитанных по результатам измерения $k_{\lambda}l$ (рис. 1, 2) коэффициентов черноты ϵ_{λ} .

В таблице приведены значения цветовой ($T_{ц}$) и истинной (T) температуры пламени без подогрева и при подогреве ($T'_{ц}$, T') излучением ОКГ, работающего в хаотическом режиме генерации. Температура подогретых лазерным излучением сажистых частиц примерно на 1000—1500° К выше. Среднее значение плотности излучения рубинового ОКГ (без учета скважности пичков) составляло $3 \cdot 10^4$ Вт/см². При этих значениях энергии наблюдалась корреляция между пичками генерации и свечением пламени.

С целью более детального изучения взаимосвязи импульсов свечения пламени и пичков генерации осуществлено также воздействие на пламя излучения рубинового ОКГ в регулярном и моноимпульсном режимах генерации. Выделялась спектральная область 500 ± 1 нм. В случае хаотического и регулярного режимов при сравнительно малой плотности излучения каждому пичку генерации соответствует пичок свечения пламени (рис. 2, а — б'). При воздействии регулярных пичков с повышенной плотностью излучения в свечении пламени обнаруживаются всего 1—2 импульса (рис. 2, в, в').

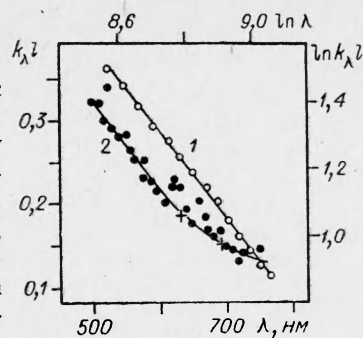


Рис. 1. Зависимость оптической плотности подложки с осажденным слоем сажи (1, логарифмический масштаб) и пламени (2) от длины волны зондирующего излучения.
+ — гелий-неоновый и рубиновый ОКГ.

Серия измерений	Способ регистрации	λ_1/λ_2 , нм	$\epsilon_{\lambda_1}/\epsilon_{\lambda_2}$	$T_{ц}$	T	$T'_{ц}$	T'
1	Фотоэлектрический	650/500	0,16/0,24	1820	1550	2820	2410
2	Фотографический	600/500	0,19/0,24	1550	1400	2980	2470
3	»	600/450	0,19/0,30	1690	1540	3290	2780
4	»	600/450	0,19/0,30	1690	1540	3290	2780

Нарушение соответствия пичков генерации и импульсов свечения пламени является результатом сублимации сажистых частиц под воздействием лазерного излучения. При ослабленных пичках хаотической и регулярной генерации происходит подогрев сажистых частиц без их существенного разрушения. Повышение мощности излучения ОКГ приводит к полной сублимации частиц сажи начальными пичками импульса. Последующие пички генерации, проходя в просветленном канале, не дают вклада в подогрев.

В моноимпульсном режиме генерации длительность свечения пламени изменяется в зависимости от мощности лазерного излучения (рис. 2, *д*, *е*, *ж*). При высоком значении пиковой мощности излучения ОКГ длительность свечения пламени мала. Она растет с уменьшением мощности генерации. Увеличение длительности свечения возможно в случае, когда частицы сублимируют незначительно и большая часть поглощенной ими энергии радиации идет на подогрев.

Исследования рассеяния лазерного излучения на пламени показали возможность сублимации центров рассеяния (частиц сажи) на переднем фронте мощного моноимпульса. Это проявляется в смещении максимума рассеянного излучения к началу импульса генерации. Так, при плотности мощности излучения ОКГ $1,13 \cdot 10^6$; $1,2 \cdot 10^7$; $3,6 \cdot 10^7$ и $2,65 \cdot 10^8$ Вт/см² смещение максимума рассеянного излучения составляло 0; 3; 9 и 12 нс соответственно.

Для оценки пороговых значений плотности мощности, приводящей к сублимации частиц, были проведены эксперименты по определению $k_{\lambda l}$ пламени в зависимости от интенсивности излучения ОКГ. Излучение моноимпульса фокусировалось на пламя линзой ($F=30$ мм). Регистрация велась по обычной двухлучевой схеме коаксиальными фотоэлементами ФЭК-09 на осциллографе С8-2. Определенные по соотношению максимальных амплитудных значений сигналов величины $k_{\lambda l}$ представлены на рис. 3.

При плотностях лазерного излучения G меньше $5 \cdot 10^7$ Вт/см² оптическая плотность пламени не зависит от интенсивности зондирующего излучения. Дальнейшее повышение мощности приводит к сублимации частиц на переднем фронте моноимпульса и уменьшению поглощения в максимуме. При $G > 2 \cdot 10^9$ Вт/см² поглощение в максимуме моноимпульса практически отсутствует вследствие полного разрушения частиц на переднем фронте моноимпульса. Пробой в пламени наступает при $G = 7 \cdot 10^{10}$ Вт/см², в то время как пробой в воздухе наступал в наших экспериментах при $G = 5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². Это вполне закономерно, если учесть пониженную плотность газовой смеси и низкую концентрацию электронов в пламени. Последняя величина близка к данным [6].

Разрушение сажистых частиц четко обнаруживается на спектрах, полученных при проецировании подогреваемой зоны на щель спектрально-

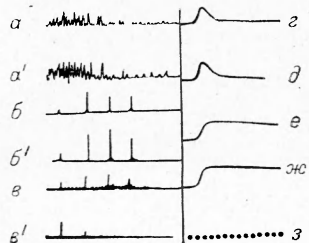


Рис. 2. Корреляция формы импульсов генерации (*a*, *б*, *в*, *г*) и подогрева (*a'*, *б'*, *в'*, *з*).

G , Вт/см²: *a* — $3 \cdot 10^4$, *б* — $3 \cdot 10^6$, *в* — $1,5 \cdot 10^7$, *г* — $3,6 \cdot 10^7$, *е* — $1,2 \cdot 10^8$, *ж* — $3,7 \cdot 10^8$; *з* — метки времени (10 нс).

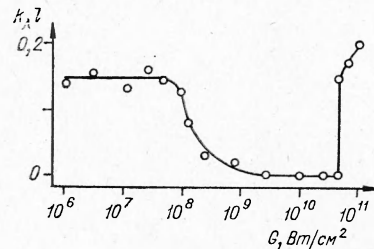


Рис. 3. Зависимость оптической плотности пламени от плотности мощности излучения ОКГ.

го аппарата. Излучение рубинового ОКГ, работающего в моноимпульсном режиме ($W=1,2$ Дж, $\tau=2 \cdot 10^{-8}$ с), фокусировалось на пламя цилиндрической линзой в плоскости, нормальной плоскости входной щели спектрографа. Фотографирование спектра подогретого пламени проводилось для временного интервала в 100 мкс. Сплошной спектр подогретого пламени состоял из двух ярких зон, разделенных несветящейся областью тем большей ширины, чем выше исходная плотность мощности лазерного излучения (рис. 4, а). Это объясняется неравномерным распределением энергии лазерного излучения в пятне фокусировки. В результате в центральной зоне с максимальной плотностью мощности происходит быстрый нагрев и полная сублимация частиц. Плотность излучения ОКГ, падающего на подогреваемую зону, составляет, по нашим оценкам, $1 \cdot 10^7$ Вт/см².

Хорошая воспроизводимость расстояний между указанными зонами при различных плотностях потоков моноимпульса позволила построить относительное распределение интенсивности лазерного излучения (рис. 4, б), которое удовлетворительно совпадает с распределением, полученным с использованием методов, аналогичных предложенным в [7, 8]. Изменение энергии ОКГ осуществлялось набором нейтральных светофильтров, не вносящих искажений в геометрию пятна фокусировки. Из временных разверток подогретых зон пламени определена скорость направленного движения сажистых частиц, которая составляет 1—1,1 м/с.

Таким образом, воздействие лазерного излучения на открытое диффузионное пламя предельных углеводородов в воздухе может привести к подогреву и разрушению сажистых частиц при сравнительно небольших плотностях мощности. Использование различных режимов генерации ОКГ представит, видимо, определенный интерес для изучения механизма распространения излучения, горения и релаксационных процессов в высокодисперсных средах как при исследовании природных явлений, так и в технологических процессах.

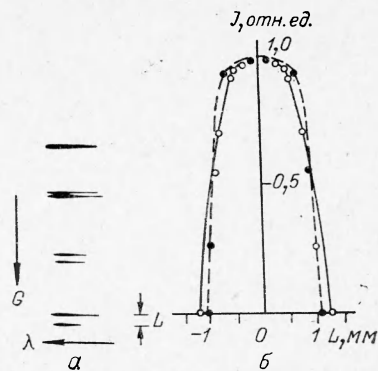


Рис. 4. Спектры подогретых зон пламени (а) и распределение интенсивности лазерного излучения в пятне фокусировки (б), измеренное по подогретым зонам и по деструкции фотоматериала (сплошная и штриховая кривые соответственно).

Поступила в редакцию
11/VIII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Журавлев, Д. Л. Зеликсон, Г. Д. Петров. Оптика и спектроскопия, 1972, 31, 830.
2. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфгард. Пламя, его структура, излучение и температура. М., Металлургиздат, 1959.
3. W. Peppelhoff. Optik, 1951, 8, 354.
4. F. Rössler, H. Behrens. Optik, 1950, 6, 145.
5. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. Л., Энергия, 1967.
6. R. G. Tomlinson, E. K. Damon, H. T. Buscher. Physics of Quantum Electronics. New York, 1966.
7. I. M. Winer. Appl. Opt., 1966, 5, 1437.
8. M. L. Pilcher, B. A. Tozer. J. Appl. Phys., 1966, 17, 695.