

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Marxman, T. Gilbert. 9-th symposium (Intern) on Combustion, 1963.
2. Ю. А. Кустов, С. С. Рыбанин. ФГВ, 1970, 6, 1.
3. L. D. Smoot, C. F. Pvice. AIAA, J., 1966, 4, 5.
4. L. D. Smoot, C. F. Pvice. AIAA, J., 1967, 5, 1.
5. В. В. Воробей. ФГВ, 1971, 7, 1.
6. И. Н. Лобанов, С. М. Жукова, Н. Н. Бахман. Сб. Физика аэродисперсных систем. Киев, изд-во Киевского университета, 1972, вып. 7.
7. Z. H. Caveny, R. Z. Glick. J. Spacecraft and Rockets, 1967, 4, 1.

УДК 535.233+629.7.018.1

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ С ГОРЮЧЕЙ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗОЙ

*Е. Г. Карпунов, Л. М. Негруцак, А. Б. Рыжик,
С. И. Фраерман, Ю. А. Юрманов*

(Ленинград)

Интерес к проблеме горения металлических частиц в сверхзвуковых двухфазных потоках пробудился в связи с их использованием в качестве высокоэнергетических горючих. Теоретическое рассмотрение задачи о термическом равновесии между частицами и газом в большинстве случаев носит только оценочный характер вследствие обилия влияющих факторов: излучение частиц, их конвективный теплообмен с окружающей средой, теплопередача внутри частицы и другие. Экспериментальная оценка температур фаз в сверхзвуковых гетерогенных потоках до настоящего времени является затруднительной.

В настоящей работе были предприняты исследования относительного спектрального распределения энергии при взаимодействии детонационных волн в стехиометрических водородно-воздушных смесях с навеской алюминиевого и магниевого порошков.

Особенности метода исследования и экспериментальная установка

Известно, что излучение нагретого тела описывается формулой Планка

$$B_{\lambda} = \frac{\epsilon_{\lambda T} C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (1)$$

где B_{λ} , T — соответственно спектральная яркость и температура излучающей поверхности; λ — длина волны излучения; C_1 , C_2 — константы; $\epsilon_{\lambda T}$ — коэффициент поглощения. В области малых значений λT (при $\frac{C_2}{\lambda T} \gg 1$) соотношение (1) с достаточной точностью сводится к формуле Вина

$$B_{\lambda} = \epsilon_{\lambda T} C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad (2)$$

или после логарифмирования и очевидных преобразований

$$\lg(B_{\lambda} \lambda^5) = \lg(C_1 \epsilon_{\lambda T}) - \frac{0,434 C_2}{T} \cdot \frac{1}{\lambda}. \quad (3)$$

Для серых тел коэффициент $\epsilon_{\lambda T}$ остается постоянным во всем спектральном диапазоне, поэтому из анализа (3) следует, что график функции $\lg(B_{\lambda} \lambda^5) = f\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ изображается прямой, угловой коэффициент которой однозначно связан с температурой

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{0,434C_2}{T}. \quad (4)$$

С учетом численного значения константы $C_2 = 14\,380$ мкм·град

$$T = \frac{6243}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (5)$$

Поскольку последнее выражение получено с учетом распределения энергии в спектре, оно, по существу, описывает температуру спектрального распределения излучения, или цветовую температуру [1]. Спектры излучения ударно-сжатого газа и горящих твердых частиц непрерывны и близки к спектрам серых тел [2, 3], поэтому можно использовать выражение (5) для определения цветовой температуры фаз.

Характер относительного спектрального распределения излучения устанавливался по методу гетерохромного фотометрирования [1, 4], позволившему рассчитать относительную спектральную яркость среды путем сравнения с яркостью эталонного источника.

Опыты проводились на ударной трубе длиной 7,5 м с внутренним диаметром 100 мм (рис. 1). Навеска порошка (2 г) помещалась у закрытого торца трубы; толщина слоя составляла $\sim 0,5$ мм. Частицы имели форму, близкую к сферической, их размер не превышал 50 мк. Скорость и давление детонационных и отраженных ударных волн измеряли с помощью пьезодатчиков. После прохождения отраженной волны над поверхностью слоя в результате развития гидродинамической неустойчивости [5] частицы переходили в объем, воспламенялись и сгорали. Экспериментально картина рассеивания порошка проверялась полутеневым методом на приборе ИАБ-451. В спектроскопических исследованиях использовался спектрограф ИСП-51 со стеклянной оптикой ($f = 270$ мм). В качестве эталонного источника излучения применялась ленточная лампа типа СИ-16 с известной цветовой температурой (2900°K). Эталонный и исследуемый спектры фотографировались на фотопленку с помощью одной и той же оптической системы. Это исключало необходимость внесения поправок на селективность поглощения оптикой прибора, на неравномерность дисперсии и спектральную чувствительность фотографического материала.

Для построения характеристической кривой фотопленки $S = f[\lg(Et)]$ (S — оптическая плотность почернения, E — освещенность фотопленки, t — время экспонирования) использовалась линейная зависимость освещенности от ширины входной щели спектрографа при освещении ее сплошным спектром. С целью

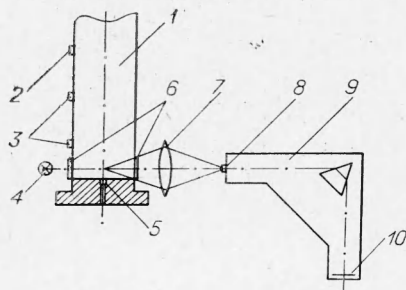


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — ударная труба; 2 — пусковой датчик; 3 — датчик давления (скорости); 4 — эталонная лампа; 5 — торцевой датчик давления; 6 — смотровые окна; 7 — конденсаторная линза; 8 — щель спектрографа; 9 — спектрограф ИСП-51; 10 — фотопленка.

исключения ошибки, связанной с нарушением закона взаимозаменяемости [6], время освещения фотопленки эталонной лампой по масштабу величины соответствовало характерному времени излучения газа за отраженной ударной волной и составляло 0,002 с. Плотности почернения спектрограмм промерялись на микрофотометре МФ-2 в 8—12 точках в интервале длин волн 0,43—

0,58 мкм. Для ориентировки в длинах волн использовалась дисперсионная кривая спектрографа, построенная по спектру гелия. Переход от измеренных почернений спектрограмм свечения потока в ударной трубе и эталонной лампы к логарифмам яркостей $\lg B_\lambda$ и $\lg B_\lambda^3$ для каждой из выбранных длин волн производился по соответствующим характеристическим кривым эталонных спектров. Для этих же длин волн в соответствии с (2) были найдены теоретические значения $\lg B_\lambda^T$ эталонной лампы. Относительная яркость в исследуемом спектре рассчитывалась по соотношению

$$\lg B_\lambda^{\text{отн}} = \frac{B_\lambda}{B_\lambda^T} - \lg B_\lambda^T \quad (6)$$

и по графикам зависимости $\lg(B_\lambda^{\text{отн}} \cdot \lambda^5) = f\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ (рис. 2), с помощью (5) определялись цветовые температуры. Следует отметить, что на фоне сплошного интенсивного спектра в спектрограммах наблюдались отдельные полосы неизбежно присутствующих примесей (рис. 3), поэтому плотности почернений промерялись в таких спектральных участках, где полос не было.

Максимальная ошибка измерений температуры зависит от точности определения температуры лампы, дефектов фотопленки, неравномерности проявления, наличия фона, инструментальной погрешности микрофотометра и др. и не превышает 15%.

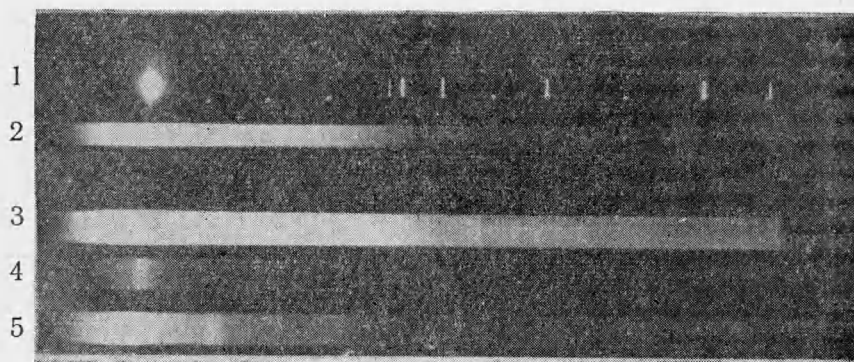


Рис. 3. Типичные спектрограммы излучения.
1 — гелий; 2 — лампа СИ-16; 3 — порошок алюминия; 4 — детонационная волна; 5 — отраженная волна.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлены графики для трех режимов. Прямые относятся к отраженной волне в продуктах газовой детонации; прямые 2 и 3 построены для случаев, когда в ударную трубу вводились порошки алюминия и магния.

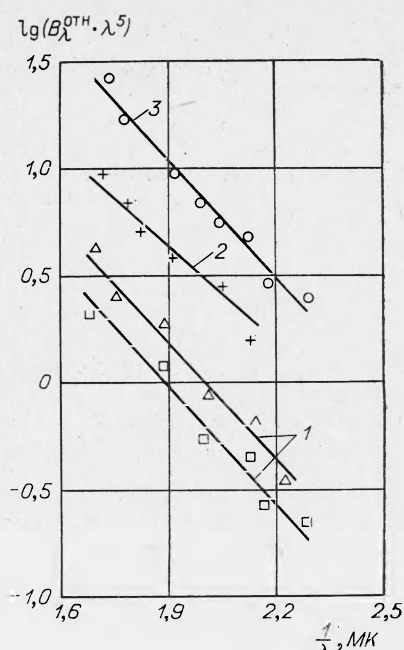


Рис. 2. К расчету температур в зоне отражения.

1 — отраженная волна, распространяющаяся по продуктам газовой детонации; 2 — то же, с добавкой порошка алюминия; 3 — то же, с добавкой порошка магния.

Анализ результатов проводился на основании сопоставления опытных данных с выводами гидродинамической теории [7]. Расчетные значения температуры для детонации Жуге в момент отражения волны составили соответственно 3000 и 3500° К, причем для второго случая было получено распределение температуры во времени и установлено, что в диапазоне 2000—3500° К функция $T(\tau)$ удовлетворительно аппроксимируется выражением вида

$$T = Ae^{-k\tau}, \quad (7)$$

где $A = 3480^\circ \text{К}$, $k = 0,41 \text{ 1/с}$. С точки зрения исследования излучения, температуры ниже 2000° К представляют ограниченный интерес в связи с тем, что к этому моменту ударно-сжатый газ перестает светиться [8].

Для оценки средней по времени температуры газа в зоне отражения преобразуем формулу Вина (2) с учетом (7)

$$B_\lambda(\tau) = C_1 \lambda^{-5} \exp \left[\frac{C_2}{\lambda A \exp(-k\tau)} \right] \quad (8)$$

и воспользуемся выражением для средней яркости $\bar{B}_\lambda$

$$\bar{B}_\lambda = \frac{\int_0^{\tau_0} B_\lambda(\tau) d\tau}{\int_0^{\tau_0} d\tau}, \quad (9)$$

где τ_0 — момент времени, в который практически заканчивается свечение. Численные значения интеграла, полученного после подстановки (8) в (9), для шести длин волн, находящихся в интервале 0,44—0,53 мкм, были рассчитаны на ЭВМ «Минск-22» и использовались для построения графика рис. 4.

Температура, рассчитанная по формуле (5), в этом случае оказалась равной 3100° К, что хорошо согласуется с величиной, определенной при обработке экспериментальных кривых на рис. 2, 1 (3200° К). Эта температура является усредненной по отношению к временному распределению температур в среде.

При воспламенении металлических порошков почернение пленки значительно усиливается по всему спектру. Последнее связано с увеличением плотности излучения как за счет большого количества твердых частиц и высокой температуры их горения, так и в силу возрастания длительности свечения. Вследствие того, что основной вклад в почернение вносится именно излучением конденсированной фазы, температуры, полученные при обработке экспериментальных данных по магнию (3300° К) и алюминию (3900° К), практически могут быть отождествлены с температурами горения этих металлов. Близость экспериментальных значений к адиабатическим [9] свидетельствует о достоверности примененного метода измерения.

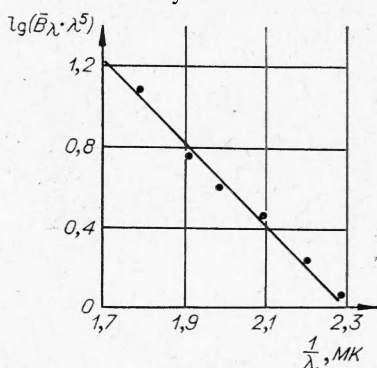


Рис. 4. Расчетный график для определения температуры по усредненным яркостям.

Поступила в редакцию
31/X 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Гренишин, А. А. Солодовников, Г. П. Старцев. Измерение температуры пламен и газовых потоков. Тр. комиссии по пирометрии ВНИИМ, № 1, 1957.
2. Н. Н. Соболев, А. В. Потапов и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1958, 22, 730.
3. И. Ш. Модель. ЖЭТФ, 1957, 32, 714.
4. В. К. Прокофьев. Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов. М., ГТТИ, 1951.
5. А. А. Борисов, А. В. Любимов и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
6. К. Миз. Теория фотографического процесса. М., ГТТИ, 1949.
7. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
8. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
9. A. V. Crosse, I. B. Conway. Ind. Eng. Chem., 1958, 50, 4.

УДК 536.46

ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ ВВ В ПОЛЕ ИНЕРЦИОННЫХ СИЛ

С. К. Орджоникидзе, А. Д. Марголин, П. Ф. Похил,
Е. Ю. Скуридин

(Москва)

Горение жидких взрывчатых веществ при давлении выше некоторого предельного становится неустойчивым — появляется пульсация горячей поверхности жидкости, скорость горения резко увеличивается. Теорию устойчивости горения жидких ВВ разработал Л. Д. Ландау [1]. Учет стабилизирующего влияния силы тяжести и поверхностного натяжения приводит к выражению для предельной скорости нормального горения [1]:

$$I^4 = \frac{4\alpha \cdot g \cdot \rho_g^2 \cdot \rho_{ж}^2}{\rho_{ж} - \rho_g}, \quad (1)$$

где I — массовая скорость горения; α — поверхностное натяжение границы раздела жидкой и газовой фаз; ρ_g — плотность газообразных продуктов горения; $\rho_{ж}$ — плотность жидкости.

Как отмечал К. К. Андреев [2], теоретические выводы теории Л. Д. Ландау и экспериментальные данные в отношении влияния давления на устойчивость горения ряда жидких ВВ в целом хорошо согласуются друг с другом. В настоящей работе с целью выяснения влияния ускорения на предельные условия нормального горения изучалось горение жидких ВВ (дигликольдинитрата, нитрогликоля, метилнитрата и стехиометрической смеси тетранитрометана с бензолом) при ускорениях до 600 g ($g=980$ см/с²) и давлении до 150 ат. Отметим, что Ю. Б. Харитоном было предложено экспериментально проверить критерий Л. Д. Ландау при наличии перегрузок [2], однако до сих пор эта рекомендация не была реализована.

Методика эксперимента. Горение жидких ВВ проводилось в бомбе постоянного объема (2 л), где помещалась центрифуга радиусом 45 мм, на которой закреплялась пробирка с жидким ВВ. Длина сжигаемого столбика жидкости составляла 20 мм, диаметр пробирки — 5,5 мм. Существенной частью методики является способ поджигания образца. При поджигании жидкости металлической спиралью систематически возникали взрывы ВВ, сопровождавшиеся разрушением пробирки и