

## ИЗМЕРЕНИЕ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕТОНАЦИОННОГО ФРОНТА В ПОРИСТОМ ВЗРЫВЧАТОМ ВЕЩЕСТВЕ

М. Д. Тарасов, И. И. Карпенко, В. А. Судовцов, А. И. Толшмяков

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607188 Саров, tarasov@expd.vniief.ru

С помощью пирометра на основе оптических волокон на длинах волн 678 и 487 нм зарегистрирована температура детонационного фронта прессованных шашек тэна с относительной объемной концентрацией воздушных пор  $0.0047 \div 0.147$ . Показано, что неравновесный характер излучения детонационного фронта можно объяснить наличием двух источников излучения с различной температурой. Одним источником являются продукты взрыва, другим — сильно сжатые воздушные поры, в которых воздух нагревается до температуры более  $10^4$  К.

Ключевые слова: оптические волокна, яркостная температура, воздушные поры, детонационный фронт, продукты взрыва.

При прохождении детонационного фронта по взрывчатому веществу (ВВ) его световое излучение часто имеет неравновесный характер. Такой характер излучения может быть связан с люминесценцией кристаллов ВВ [1], как это наблюдалось при прохождении ударной волны по некоторым кристаллическим веществам [2–4]. Свечение газовых пор в ВВ также может вносить существенный вклад в яркостную температуру детонационного фронта [5, 6], что, по мнению авторов работы [5], и определяет завышенные результаты классической работы [7] по определению температуры фронта для ряда ВВ.

В настоящей работе показано, что неравновесный характер излучения фронта детонации можно объяснить наличием двух источников излучения с различной температурой. Один из них — продукты взрыва, другой — сильно сжатые воздушные поры. Проведено измерение яркостной температуры детонационного фронта в прессованных шашках тэна различной плотности. На основании полученных результатов определено нижнее значение температуры сжатого в порах воздуха.

Обычно для определения яркостной температуры светового излучения детонационных и ударных волн используют оптические пирометры с фотоэлементами или фотоэлектронными умножителями. Свет на них подается с помощью объектива через интерференционные светофильтры [1–4, 6, 7]. В настоящей работе использовался менее распространенный способ передачи света — с помощью оптических волокон [5, 8, 9]. При длине кварцевого

оптического волокна несколько десятков метров по нему практически без искажений передаются световые сигналы с длиной волны от 300 нм. Применение оптических волокон существенно упрощает проведение взрывных экспериментов, так как отсутствует боковая подсветка оптических регистраторов и не требуется тщательного контроля канала передачи света.

Схема экспериментов приведена на рис. 1. Применялись волокна с диаметром проводящей свет сердцевины 200 мкм. Торец оптического волокна располагался на расстоянии нескольких десятых долей миллиметра от поверхности ВВ. Свет детонационного фронта через линзы и интерференционные и нейтральные светофильтры передавался на фотокатоды двух ФЭУ типа СНФТ-8М. Максимумы длин волн пропускания интерференционных свето-

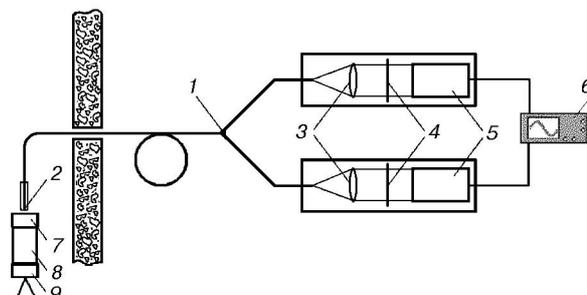


Рис. 1. Схема экспериментов:

1 — волоконный световод, 2 — торец волокна, 3 — линзы, 4 — интерференционные светофильтры, 5 — ФЭУ, 6 — осциллограф, 7 — шашка тэна, 8 — шашка гексогена, 9 — детонатор

фильтров имели значения  $\lambda = 487$  и  $678$  нм с полушириной полосы  $12$  нм. Сигналы записывались на быстродействующие осциллографы типа С9-4А. Результирующее временное разрешение регистрирующей системы по фронту сигналов составляло  $2$  нс. Шашки тэна диаметром  $20$  мм, высотой  $40$  мм изготавливались методом холодного прессования из частиц размером  $25 \div 30$  мкм. Опыты были проведены с пятью шашками ВВ с относительной объемной концентрацией воздушных пор  $K = 0.0047 \div 0.147$ . Инициирование детонации тэна осуществлялось с помощью электродетонатора с промежуточными шашками из гексогена высотой  $40$  мм.

Приближение детонационного фронта к поверхности ВВ определяло экспоненциальное нарастание яркости его свечения за счет уменьшения слоя невзорвавшегося ВВ (рис. 2). Момент выхода фронта детонации на поверхность ВВ определялся на осциллограммах с точностью в несколько наносекунд по

резкому спаду яркости свечения. Значения яркостной температуры фронта были получены из осциллограмм с использованием величины сигналов ( $U$  на рис. 2) по классической формуле Планка и следующим выражениям:

$$U = M \frac{C_1}{\lambda^5 (\exp(C_2/\lambda T) - 1)}, \quad (1)$$

$$U_1 = M \frac{C_1}{\lambda^5 (\exp(C_2/\lambda T_{\text{эт}}) - 1)}, \quad (2)$$

где  $U_1$  — сигнал на осциллографе при калибровке измерительной системы,  $T_{\text{эт}}$  — температура эталонного источника света, в качестве которого использовался промежуточный эталон яркостной температуры на основе лампы-вспышки типа ИФК-50 [10],  $M$  — коэффициент чувствительности измерительной системы.

Разделив (1) на (2), получаем

$$\frac{U}{U_1} = \frac{\exp(C_2/\lambda T_{\text{эт}}) - 1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1}, \quad (3)$$

где  $C_2 = 1.4388 \cdot 10^{-2}$  м·К. При таком подходе относительная ошибка в определении яркостной температуры не превышала  $\pm 5\%$ . Полученные из выражения (3) значения яркостной температуры для двух длин волн, соответствующих максимумам полосы пропускания интерференционных светофильтров, представлены в таблице, из которой следует, что яркостная температура фронта детонации в пористом тэне в синей области спектра выше, чем в красной. Тенденция роста температуры с увеличением пористости сохраняется вплоть до  $K = 0.1$ .

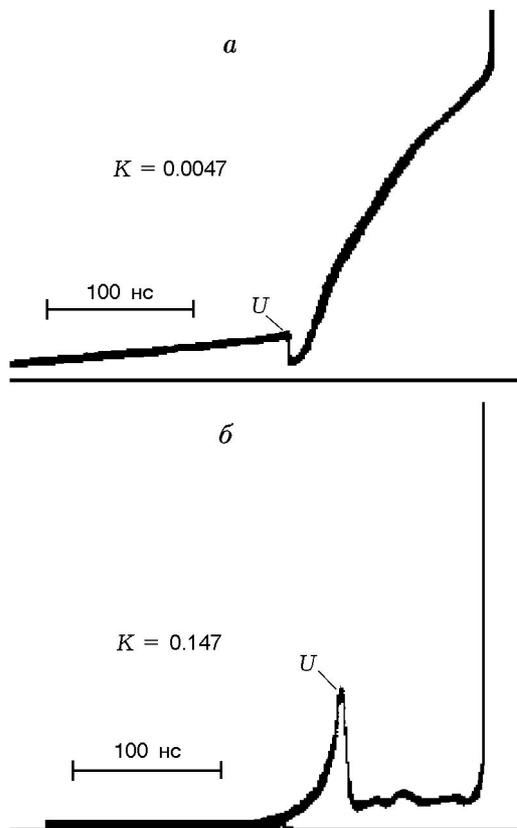


Рис. 2. Осциллограммы свечения детонационного фронта на длине волны  $677$  нм

$K$	$T_{678}, \text{K}$	$T_{487}, \text{K}$	$T_{b678}, \text{K}$	$T_{b487}, \text{K}$
0	4 100*	4 100*	—	—
0.0047	4 250	4 390	13 400	12 200
0.052	5 840	6 420	17 400	15 800
0.065	—	6 290	—	13 700
0.1	6 340	6 510	14 600	12 400
0.147	7 500	5 820	7 180	8 960

Примечание. \*Данные [7].  $T_{678}, T_{487}$  — экспериментальные значения яркостной температуры детонационного фронта на двух длинах волн;  $T_{b678}, T_{b487}$  — расчетные значения температуры сжатого в порях воздуха на тех же длинах волн.

Рассмотрим, может ли тепловое излучение воздушных пор, сжатых в ударной волне, давать такой вклад в яркостную температуру фронта детонации. В этих порах могут образовываться опережающие детонационный фронт струи из продуктов взрыва [11]. Поэтому поры будут существовать, по крайней мере, не дольше того времени, которое потребуется детонационному фронту для прохождения пути по ВВ, равного размеру пор. На этом основании будем считать, что в свечение детонационного фронта вносит вклад монослой пор, расположенный перпендикулярно распространению фронта. Без учета поперечного сжатия пор при их равномерном распределении по объему площадь светящегося слоя пор ( $S$ ) будет численно равна  $K$ .

Полагая, что световое излучение в порах и кристаллах тэна носит тепловой характер, оценим яркостную температуру пор из выражения

$$\frac{1 - S}{\exp(C_2/\lambda T_0) - 1} + \frac{S}{\exp(C_2/\lambda T_b) - 1} = \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1}. \quad (3)$$

Здесь  $T_b$  — яркостная температура пор,  $T_0$  — яркостная температура фронта детонации кристаллического тэна,  $T$  ( $T_{487}$ ,  $T_{678}$ ) — экспериментальные значения яркостной температуры фронта, приведенные в таблице.

Используя известные значения температуры кристаллического тэна  $T_0 = 4100$  К, из уравнения (4) можно вычислить яркостную температуру пор  $T_b$ : ее значения в диапазоне  $K = 0.0047 \div 0.1$  близки на двух длинах волн и превышают  $10^4$  К. Меньшее значение  $T_b$ , полученное при  $K = 0.147$ , определяется, возможно, изменением характера распространения детонационной волны по ВВ высокой пористости. Вычисленное значение  $T_b$  может оказаться существенно меньше истинного, так как в расчете не учитывалось уменьшение эффективной площади пор за счет их бокового сжатия, как это показывали модельные расчеты. Действительно, если на первом этапе воздух сжимается сильной ударной волной со скоростью около  $D_{s,w} = 8.6$  мм/мкс, то его температура будет  $12\,000$  К при давлении  $p \cong 10^8$  Па [6]. Дальнейшее адиабатическое сжатие до давления продуктов взрыва ( $3.4 \cdot 10^{10}$  Па) должно дополнительно существенно увеличить температуру.

Из полученных результатов следует, что неравновесный характер излучения детонационного фронта можно объяснить наличием двух источников светового излучения с различной яркостной температурой.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Гоголя М. Ф., Бражников М. А.** Температура продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ // Хим. физика. 1994. Т. 13, № 1. С. 52–63.
2. **Кормер С. Б.** Оптические исследования свойств ударно-сжатых конденсированных диэлектриков // Успехи физ. наук. 1968. Т. 94, № 4. С. 641–687.
3. **Зельдович Я. Б., Кормер С. Б., Урлин В. Д.** Неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов при  $T > 1$  эВ // ЖЭТФ. 1968. Т. 55, № 5. С. 1631–1639.
4. **Гоголя М. Ф., Бражников М. А.** Излучение при ударном нагружении поликристаллических образцов  $\text{NH}_4\text{Cl}$  и  $\text{NaCl}$  // ЖТФ. 1991. Т. 61, № 6. С. 69–75.
5. **He X., Han C., Kang S.** The measurement of detonation temperature of condensed explosives with two colour-optical fibers pyrometer // Proc. Eight Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque Convention Center, 1985. P. 567–574.
6. **Физика взрыва** / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В. П. Чельшев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
7. **Gibson F. C., Bouser M. L., Summers C. R., et al.** Use of an electro-optical method to determine detonation temperatures in high explosives // J. Appl. Phys. 1958. V. 29, № 4. P. 628–638.
8. **Kato Y., Nori N., Sakai H.** Detonation temperature of nitromethane and some solid high explosives // Proc. Eight Symp. (Intern.) on Detonation. Albuquerque Convention Center, 1985. P. 558–565.
9. **Tarasov M. D., Tolshmyakov A. I., Kuznetsov F. O., et al.** Detonation and shock wave front temperature measurement by two-wave pyrometer based on optical fibers // SPIE. 1996. V. 2869. P. 894–899.
10. **Войтенко А. Е., Кузнецов Ф. О., Модель И. Ш.** Использование лампы ИФК-50 в качестве импульсного стандартного источника большой яркости // ПТЭ. 1962. № 6. С. 121–123.
11. **Тарасов М. Д., Толшмяков А. И., Петушков В. С. и др.** Кумулятивные струи в микрочаналах взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 140–142.

Поступила в редакцию 17/V 2006 г.