

- Durability, Reliability and Safety, August 26-31, 2012, Kazan, Russia, Book of Abstracts, p. 146, CD ROM, Paper No.603, 6 pages.
5. R.G.McQueen, J.M.Brown, Phase Transitions, Grüneisen Parameter, and Elasticity for Shocked Iron between 77 GPa and 400 GPa // J. of Geoph. Res., 1986, V.91, No.B7, pp. 7485-7494.
 6. O.T.Strand, D.R.Goosman, C.Martinez, T.L.Whitworth, W.W.Kuhlow, A Novel System for High-Speed Velocimetry Using Heterodyne Techniques, Rev. Sci. Instrum. 77, 083108 (2006).
 7. M.D.Bowden, M.P.Maisey, The development of a heterodyne velocimeter system for use in submicrosecond time regimes, Proc. of SPIE Vol. 6662, 66620B (2007);
 8. J.Bénier, P.Mercier, E.Dubreuil, J.Veaux and P.A.Frugier, New heterodyne velocimeter and shock physics, DYMAT 2009, pp.289-294;
 9. Shouxian Liu, Detian Wang, Tao Li, Guanghua Chen, Zeren Li, and Qixian Peng, Analysis of photonic Doppler velocimetry data based on the continuous wavelet transform, Rev. Sci. Instrum. 82, 023103 (2011).
 10. E.A. Kozlov, S.A.Bruchikov, D.P. Kuchko, M.A. Ralnikov, A.V.Olkhovskiy, O.V.Tkachyov, The results of explosive experiments on acceleration of steel plates with simultaneous diagnostics of processes by two laser-interferometric techniques, Physics of burning & combustion, 2014 (in print).
 11. E.A.Kozlov. Shock Adiabatic Features, Phase Transition Macrokinetics, and Spall Fracture of Iron in Different Phase States. High Pressure Research. 1992, V.10, pp.541-582.
 12. R.F.Trunin, L.F.Gudarenko, M.V.Zhernokletov, G.V.Simakov. Experimental data on shock-wave compression and adiabatic expansion of condensed matters // Sarov: RFNC-VNIIEF, 2001, p. 446.
 13. M.F.gogulya, A.K.Yakunin, Radiation of shock-compressed methane halogen derivatives // Physics of burning & combustion, 1988, V.24, No.6, pp.127-134.
 14. L.F.Gudarenko, M.V.Zhernokletov, S.I.Kirshanov, A.E.Kovalev, V.G.Kudelkin, T.S.Lebedeva, A.I.Lomaikin, M.A.Mochalov, G.V.Simakov, A.N.Shuikin, I.M.Voskoboinikov. Experimental investigations into the properties of shock-compressed carbogal. EOS of carbogal and organic glass. Physics of burning & combustion, 2004, V.40, No.3, pp.104-116.
 15. G.V.Sin'ko and N.A.Smirnov, *Ab initio* calculations for the elastic properties of magnesium under pressure // Phys. Rev. B, V.80, 2009, c.104113.
 16. V.M.Elkin, V.N.Mikhailov, T.Yu.Mikhailova, Semi-empirical models of shear modulus in a wide range of temperatures and pressures of shock compression, Physics of burning & combustion, 2011, V.112, No.6, pp.563-576
 17. J.W.Shaner, R.S.Hixson, D.A.Boness, Birch's Law for Fluid Metals // In: Shock Waves in Condensed Matter – 1987, Elsevier Science Publisher, B.V., pp.135-138.
 18. E.A. Kozlov, D.G. Pankratov, A.K.Yakunin, A.G.Poptsov Sound velocity measurement in shock-compressed magnesium alloy MA-14, XV International conference Khariton scientific readings, March 18-22, 2012, Sarov, Russia.

ИЗМЕРЕНИЕ КИНЕМАТИЧЕСКИХ И ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСА МИКРОВОЛНОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Е.В. Ботов², В.Н. Иконников³, В.А. Канаков³, Н.С. Корнев¹, К.В. Минеев¹, А.В. Назаров¹, А.А. Седов²

¹ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова, Нижний Новгород, Россия

²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Измерение параметров быстропротекающих газодинамических процессов является актуальной задачей для предприятий, занимающихся разработкой взрывчатых составов. Методики

таких измерений непрерывно совершенствуются. Наиболее значимыми параметрами газодинамических процессов считаются: скорость ударной волны, скорость детонационной волны, массовая скорость вещества [1]. Реализация измерений указанных параметров стала возможной благодаря применению одноканальных радиоинтерферометров. Для исследования динамики изменения формы объектов и фронтов газодинамических процессов в процессе их движения разработаны и применяются многоканальные радиоинтерферометры [2]. На предприятиях Госкорпорации «Росатом» в настоящее время для исследования быстропротекающих газодинамических процессов широко используются КВЧ интерферометры, разработки ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», которые позволяют с погрешностью не хуже $\pm 0,15$ мм измерять перемещения отражающей поверхности в диапазоне от 10 мм до 100 мм.

Наряду с измерением параметров движения фронтов ударно-волновых и детонационных процессов чрезвычайно актуальной является задача определения основных термодинамических параметров состояния вещества – объема, давления и температуры [3]. Объем области пространства, охваченной газодинамическим процессом, может быть определен с помощью комплекса микроволнового зондирования непосредственно по величине перемещения фронта процесса. Давление во внутренних областях исследуемого вещества может быть оценено только косвенно: по связи плотности вещества с его диэлектрической проницаемостью или по связи давления и температуры через уравнение состояния [4]. В настоящее время известен единственный метод бесконтактного (дистанционного) измерения температуры удаленного объекта – измерение яркостной температуры с помощью широкополосного приемного устройства с большим временем накопления выходного сигнала (радиометра). Способы реализации этого метода разнообразны и определяются спецификой исследуемого объекта. Определяющее значение имеют: расстояние от измерительной антенны до объекта, скорость изменения характеристик объекта, диапазон изменения его излучательной способности, электрофизические характеристики и форма поверхности и т.п. В зависимости от перечисленных обстоятельств значительно варьируется техника радиометрии.

Зная яркостную температуру объекта исследований, можно определить термодинамическую температуру как частное от деления яркостной температуры объекта на коэффициент поглощения его поверхности. При исследовании динамических объектов с гладкими границами раздела двух сред комплекс микроволнового зондирования предоставляет возможность провести измерения коэффициента отражения от границы R . По известному коэффициенту отражения можно определить искомый коэффициент поглощения: $\varepsilon = 1 - R$.

В связи с этим весьма перспективным направлением расширения функциональных возможностей КВЧ интерферометра является его применение в качестве радиометра. Совмещение в одном комплексе микроволнового зондирования функций измерения параметров движения и температуры фронта газодинамического процесса позволяет однозначно определять термодинамические характеристики последнего [4].

Приведем краткое изложение основных принципов радиометрического метода, а также методики измерений тепловых характеристик быстропротекающих процессов одновременно с измерением параметров движения.

Яркостная температура исследуемого объекта может быть измерена с помощью комплекса микроволнового зондирования, работающего в пассивном режиме (с отключенным каналом передатчика). В этом режиме на входе приемника регистрируется тепловой шум с частотами, соответствующими рабочему диапазону приемного канала, т.е. измеряется средняя мощность входного сигнала, спектральная плотность которой в приближении Релея-Джинса пропорциональна шумовой температуре антенны и постоянна в полосе приема.

Выходной сигнал работающего в пассивном режиме комплекса микроволнового зондирования определяется формулой:

$$U_{\text{вых}} = \frac{1}{N} K \sum_{i=1}^N \{U_i^2\}, \quad (1)$$

где U_i – статистически независимые отсчеты сигнала промежуточной частоты, $N = \tau \Delta f$ – количество отсчетов, τ – время интегрирования, Δf – частота следования статистически независимых отсчетов сигнала промежуточной частоты, K – коэффициент передачи ВЧ-части приемного канала. Величина $U_{\text{вых}}$ при $N \rightarrow \infty$ прямо пропорциональна усредненной за время τ мощности входного сигнала. Полагая спектральную плотность мощности теплового шума постоянной в достаточно узкой полосе частот Δf , яркостную температуру объекта диагностики можно определить по формуле:

$$T_{\text{я}} = \alpha U_{\text{вых}} - \beta, \quad (2)$$

где α и β – константы, значения которых находятся в результате калибровки прибора (калибровочные константы). Калибровка производится по эталонным источникам яркостной температуры непосредственно на месте проведения эксперимента. Процедура калибровки также предусматривает оценку основной погрешности измерения яркостной температуры исследуемого объекта, включая оценку флуктуационной чувствительности и погрешности определения калибровочных констант.

Флуктуационная чувствительность комплекса микроволнового зондирования определяется по формуле:

$$\Delta T = \sqrt{\left(\frac{T_r}{\sqrt{\Delta f_{\text{rf}} \tau}} \right)^2 + (\delta G T_r)^2}, \quad (3)$$

где ΔT – скачок температуры исследуемого объекта, вызывающий отклонение выходного сигнала на величину среднеквадратического отклонения собственного выходного шума, T_r – собственная шумовая температура, Δf_{rf} – полоса частот приемного канала на радиочастоте (по входу), τ – постоянная времени выходного каскада приемного канала, определяющая временное разрешение радиометра, δG – относительные флуктуации коэффициента передачи приемного канала.

Как показывает опыт, при проведении калибровки в полевых условиях не удастся обеспечить стабильные параметры волноводных соединений при коммутации эталонного источника яркостной температуры (полупроводникового генератора шума) и зондирующего устройства в составе экспериментальной сборки. Вариации коэффициента передачи коммутируемого соединения могут достигать 3 дБ. Для исключения этих вариаций разработана схема оперативной калибровки, не предусматривающая дополнительные коммутации и реализующая калибровку радиометрического канала за единицы миллисекунд до начала эксперимента.

Для определения тепловых характеристик газодинамических процессов, т.е. получения оценки термодинамической температуры исследуемого процесса, необходимо, кроме измерения яркостной температуры, измерять еще и коэффициент отражения (по амплитуде) R от исследуемого объекта на частоте зондирующего сигнала канала передатчика. При этом термодинамическая температура исследуемого объекта будет определяться по формуле:

$$T = \frac{T_{\text{я}}}{1 - |R|^2}. \quad (4)$$

Очевидно, наиболее адекватные результаты измерения термодинамической температуры следует ожидать в том случае, когда измерения яркостной температуры и коэффициента отражения производятся синхронно с использованием общей антенны активного и пассивного измерительных каналов (активно-пассивный режим измерений).

В присутствии флуктуаций параметров приемного канала комплекса микроволнового зондирования методика активно-пассивных измерений должна включать процедуру оперативной калибровки параметров измерительной схемы. Спецификой режима активно-пассивных измерений является зависимость параметров выходных каскадов приемного канала от амплитуды принимаемого узкополосного сигнала активного канала. Дополнительной трудностью реализации активно-пассивного режима измерений является появление относительно мощных комбинационных квазигармонических составляющих в спектре принимаемого сигнала,

возникающих при нелинейном преобразовании составного сигнала в смесителях приемного канала. В связи с этим процедура калибровки в активно-пассивном режиме измерения должна обеспечивать определение калибровочной сетки радиометрического канала во всем диапазоне возможных значений амплитуд отраженного от объекта сигнала активного канала. Для подавления комбинационных частот требуется проводить нелинейную фильтрацию принятого сигнала.

С учетом изложенных требований разработана методика измерений тепловых характеристик газодинамических процессов в активно-пассивном режиме с помощью комплекса микроволнового зондирования, оснащенного схемой оперативной калибровки. Схема оперативной калибровки включает в себя модулированный эталонный генератор шума (ГШ), подключенный к входу приемного устройства, а также эталон коэффициента отражения в виде металлического экрана. Оперативная калибровка проводится непрерывно вплоть до начала газодинамического эксперимента. При этом регистрируются сигналы эталонного ГШ при различных уровнях отраженного от металлического экрана сигнала активного канала. С момента инициализации исследуемого газодинамического процесса приемное устройство регистрирует собственное шумовое излучение фронта газодинамического процесса и отраженное от него зондирующее излучение активного канала.

Неотъемлемой частью методики измерения становится алгоритм обработки данных оперативной калибровки и измерительной информации. Калибровочные константы α и β , входящие в формулу (2), определяются по двум значениям шумовой температуры модулированного эталонного ГШ и результатам измерения выходных сигналов пассивного канала при оперативной калибровке с различными уровнями сигнала активного канала. Зарегистрированные при оперативной калибровке уровни сигнала активного канала принимаются соответствующими коэффициенту отражения, равному единице. Далее результаты измерения выходных сигналов пассивного и активного каналов пересчитываются в термодинамическую температуру и текущие координаты фронта исследуемого газодинамического процесса.

При расчете коэффициента отражения от фронта газодинамического процесса необходимо учитывать изменение амплитуды отраженного сигнала активного канала при перемещении фронта. Пусть длина образца исследуемого объекта и расстояние от антенны до эталонного отражателя равна L , коэффициент затухания в образце – α , коэффициент отражения от эталонного отражателя – 1, коэффициент отражения от детонационного фронта (по амплитуде) – R , амплитуда сигнала активного канала на входе в образец – $A_{\text{вх}}$.

Тогда при оперативной калибровке амплитуда сигнала активного канала на выходе из образца будет равна:

$$A_0 = A_{\text{вх}} \cdot \exp(-\alpha L) \cdot 1 \cdot \exp(-\alpha L) = A_{\text{вх}} \exp(-2\alpha L). \quad (5)$$

В конце эксперимента, в момент выхода детонации на свободную поверхность, амплитуда сигнала активного канала будет определяться выражением:

$$A_1 = A_{\text{вх}} \cdot R \cdot \exp(-2\alpha \cdot 0) = RA_{\text{вх}}. \quad (6)$$

Таким образом, чтобы определить коэффициент отражения R воспользуемся следующим приемом. Определим амплитуду сигнала активного канала на выходе из экспериментального образца в середине интервала измерения (будем считать, что при этом отражение происходит в центре сборки):

$$A_{1/2} = A_{\text{вх}} \cdot \exp\left(-\alpha \frac{L}{2}\right) \cdot R \cdot \exp\left(-\alpha \frac{L}{2}\right) = RA_{\text{вх}} \exp(-\alpha L). \quad (7)$$

Тогда коэффициент отражения R можно определить по формуле:

$$R = \frac{\left(A_{1/2}\right)^2}{A_0 A_1}. \quad (8)$$

Экспериментальные данные, полученные в ходе газодинамического эксперимента при активно-пассивном зондировании, записываются быстродействующим цифровым регистратором в два файла. В одном файле содержатся отсчеты сигналов пассивного и активного каналов при

оперативной калибровке непосредственно перед началом и в процессе эксперимента. Во втором файле содержатся отсчеты опорного сигнала промежуточной частоты гетеродина, необходимого для расчета перемещения фронта газодинамического процесса [5]. По этим данным с помощью разработанных алгоритмов вычисляются перемещение детонационного фронта, скорость детонационной волны, коэффициент отражения от детонационного фронта и термодинамическая температура детонационного процесса.

Результаты проведенного на базе ИФВ РФЯЦ-ВНИИЭФ газодинамического эксперимента по измерению кинематических и тепловых характеристик детонационного фронта в ТНТ с помощью комплекса микроволнового зондирования разработки ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова» приведены ниже.

На рисунке 1 представлены графики зависимостей яркостной температуры и перемещения детонационного фронта, полученные в результате обработки экспериментальных данных в соответствии с алгоритмом, разработанным ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

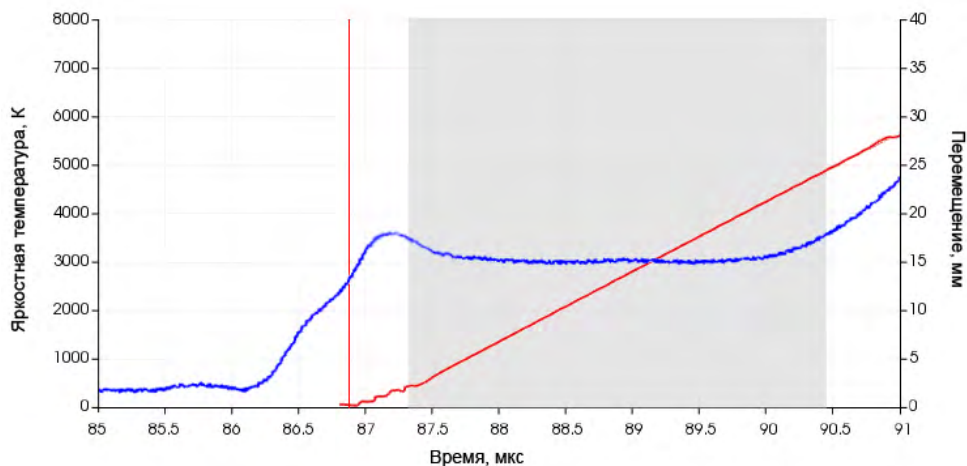


Рисунок 1. Временные зависимости яркостной температуры и перемещения детонационного фронта в ТНТ

Как видно из рисунка 1, начиная с 87 микросекунды, что соответствует моменту входа детонации в пашку ТНТ (вертикальная линия на графике), наблюдается резкий рост яркостной температуры. Со второй половины 88 по первую половину 91 микросекунды наблюдается участок, соответствующий стационарной детонации в образце (выделен серым цветом). Со второй половины 91 микросекунды происходит дальнейший рост яркостной температуры, обусловленный выходом детонации на поверхность и ударно-волновым нагружением воздуха.

Среднее значение яркостной температуры детонационного фронта в ТНТ, соответствующее стационарному процессу (серая зона на рисунке 1), равно $T_{я} = 3241$ К. Коэффициент отражения, рассчитанный по формуле (8), равен $R = 0.276$. Термодинамическая температура фронта стационарной детонации в образце ТНТ составила $T = 3508$ К. Скорость распространения детонационной волны в образце ТНТ постоянна и равна $V = 6.962$ км/с, что хорошо согласуется с данными, приведенными в [6].

Список литературы

1. В.А. Канаков, В.В. Пархачёв, А.В. Родионов. Обработка данных миллиметровой многомодовой радиоинтерферометрии детонации плоского слоя // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского, 2008, № 4, С. 49–52.

2. В.А. Канаков, С.В. Катин, Н.С. Корнев, А.Л. Михайлов, А.В. Назаров, Ю.И. Орехов, А.В. Родионов, В.Н. Хворостин. Состояние и перспективы развития микроволновой радиоинтерферометрии для диагностики газодинамических процессов // Антенны, 2016, № 1 (221), С. 49-54.
3. Е.Н. Богданов, В.Н. Иконников, В.А. Канаков, А.В. Кашин, А.Л. Михайлов, К.В. Минеев, А.В. Назаров, Ю.И. Орехов, А.А. Седов, В.Н. Хворостин. Реализация радиометрического канала в КВЧ интерферометре для диагностики быстротекущих газодинамических процессов // «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». Труды Международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения, Саров, 2015, С. 442-446.
4. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М.: Наука, 1966, 686 с.
5. В.М. Бельский, А.Л. Михайлов, А.В. Родионов, А.А. Седов. Микроволновая диагностика ударно-волновых и детонационных процессов // Физика горения и взрыва, 2011, № 6, С. 29-41.
6. Ф.А. Баум, Л.П. Орленко, К.П. Станюкович, В.П. Челышев, Б.И. Шехтер. Физика взрыва // М.: Наука, 1975, 704 с.

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА НА ОСНОВЕ ГОРЕНИЯ ПОРОШКОВОЙ СМЕСИ Al+CuO

С.Ю. Ананьев, А.Ю. Долгобородов, Б.Д. Янковский

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Описаны результаты экспериментального исследования горения стехиометрической смеси микронных порошков алюминия и оксида меди при разных способах инициирования. Часть результатов исследования использована затем для создания модуля импульсного источника света с апертурой 400x400 мм.

По оценкам, химическое взаимодействие компонентов смеси порошков алюминия и оксида меди может происходить с выделением энергии ~ 4 кДж/г в случае полного реагирования компонентов. Скорость энерговыделения в порошковых смесях окислитель - горючее в значительной степени зависит от поверхности контакта между частицами. Смеси реальных порошков имеют конечное значение этой поверхности. Для увеличения площади контакта и снижения энергетического порога инициирования реакции использована предварительная механоактивация смеси в шаровой вибрационной мельнице. Время активации изменялось от 2 до 20 минут. В результате активации образуются активированные кластеры из исходных компонентов, и снижается температура вспышки смеси. Как показывает микроскопия смеси (рис. 1), контактная поверхность компонентов в кластерах носит характер локальных очагов. В конечном счете, это сказывается на скорости и времени сгорания контрольной навески смеси заданной геометрической формы.

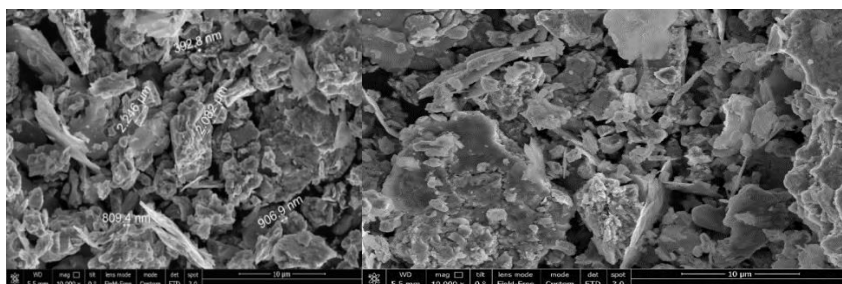


Рисунок 1. Микроскопические фотографии (40x25 мкм) смеси порошков Al и CuO