

УДК 534.222.2, 536.532

## ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ГАЗООБРАЗНЫХ И ЖИДКИХ РЕАГИРУЮЩИХ СРЕДАХ ПРИ ИХ УДАРНОМ СЖАТИИ

В. В. Пай, М. А. Гулевич, **И. В. Яковлев**, В. И. Лысак\*,  
С. В. Кузьмин\*, С. В. Хаустов\*

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

\* Волгоградский государственный технический университет, 400131 Волгоград, Россия

E-mails: pai@hydro.nsc.ru, victrix@ngs.ru, lysak@vstu.ru, weld@vstu.ru, regent\_k@mail.ru

Представлены результаты измерений температуры газообразных и жидких реагирующих сред, выполненных термопарным методом с использованием батареи (медь — константан — медь) планарных термопар, размещенной в исследуемой среде. Показано, что в результате конвективного теплообмена в течение  $0,5 \div 1,5$  мкс происходит выравнивание температуры “горячих” спаев термопар и окружающей среды. Зависимость возникающего при таком нагреве напряжения на термопаре от времени регистрировалась импульсным осциллографом. По измеренному максимальному значению напряжения определялась температура среды. Проведена серия экспериментов по измерению температуры воды и матрицы эмульсионного взрывчатого вещества, сжатых ударной волной, а также продуктов детонации смесей аммонита с гидрокарбонатом натрия при различных соотношениях масс. Получены оценки тепловых потоков от продуктов детонации к контактирующим с ними металлическим поверхностям термопареи.

Ключевые слова: ударная волна, детонация, термопарный метод, измерение температуры.

DOI: 10.15372/PMTF20170402

В настоящее время остается актуальной проблема непосредственного измерения температуры жидких и газообразных (в том числе реагирующих) сред при ударно-волновом нагружении давлением менее 30 ГПа, при котором пирометрические методы измерений вследствие малого изменения температуры неэффективны. Исследованию методов измерения этого параметра в различных средах посвящено большое количество работ [1–8]. Однако надежные методы регистрации температуры продуктов детонации — важнейшего параметра, определяющего условия протекания химических процессов за фронтом детонационной волны, отсутствуют. Оптические методы измерения температуры основаны на фотоэлектрической регистрации интенсивности излучения, обладают наносекундным разрешением и относительно просты, но их применение ограничено, поскольку они позволяют регистрировать температуру не менее 1000 К, при этом получаемые данные в ряде случаев сложны для интерпретации [3]. Исследовалась возможность использования термоэлектрического [1] и терморезистивного [2] методов для регистрации температур менее 1000 К

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-29-00158).

© Пай В. В., Гулевич М. А., Яковлев И. В., Лысак В. И., Кузьмин С. В., Хаустов С. В., 2017

в твердых непроводящих средах. Показано, что точность результатов таких измерений существенно зависит от конструкции ультратонких терморезистора (толщина 0,15 мкм) и микротермопары (толщина 5 мкм), которые имеют временное разрешение  $0,1 \div 0,5$  мкс при регистрации скачков температуры от 40 до 800 °С в эпоксидной смоле, плексигласе, монокристалле сапфира, стекловидном  $\text{SiO}_2$  и прессованном РВХ-9404 в диапазоне давлений  $0,5 \div 10,0$  ГПа. Однако, как и в случае проведения оптических измерений, интерпретация результатов измерений существенно затруднена [2].

Непосредственное измерение температуры жидких сред при ударно-волновом нагружении при температуре менее 1000 К, когда невозможно применение пирометрических методов измерений в оптическом диапазоне вследствие крайне слабой светимости исследуемого объекта, также является сложной задачей. Общим для этих задач является то, что плотности продуктов детонации и жидкостей в таких условиях имеют близкие значения ( $1,0 \div 1,5$  г/см<sup>3</sup>), диапазоны давлений также близки ( $2,5 \div 10,0$  ГПа). Поэтому актуальным является развитие и совершенствование экспериментальных методов измерения температуры ударно-сжатых жидких и газообразных (в том числе реагирующих) сред.

В данной работе рассматривается оригинальный экспериментальный метод, основанный на использовании эффекта Зеебека и применяемый для измерения температуры как ударно-сжатых жидких и газообразных сред, так и продуктов детонации. Суть метода заключается в следующем. Батарея из последовательно соединенных планарных термопар, схема которых приведена на рис. 1, размещалась в исследуемой среде таким образом, чтобы плоскость термопар была перпендикулярна фронту ударной волны.

Ударная волна в исследуемой среде формировалась взрывом накладного заряда взрывчатого вещества (ВВ). Между ВВ и средой размещался экран из фторопласта толщиной 8 мм. Для варьирования давления в среде в диапазоне  $3,4 \div 12,0$  ГПа использовались заряды диаметром 78 мм и длиной 200 мм из насыпных аммонита 6ЖВ, его смеси с тальком, гексогена и сплава тротил — гексоген 50/50. Каждая термопара состояла из монометаллической (константан) и трехслойной (медь — константан — медь) частей (см. рис. 1, *a, б*). “Горячими” и “холодными” спаями термопары являются области соединения монометаллической и трехслойной частей термопары. При изготовлении термопар на обе поверхности фольги из константана толщиной 185 мкм электролитическим методом наносился слой меди толщиной  $2,5 \div 3,5$  мкм. Фольга выполняла функцию несущего каркаса, предохраняющего тонкий медный слой от неконтролируемой деформации и разрушения. При таком расположении термобатареи исследуемая среда движется вдоль ее поверхности, обеспечивая конвективный теплообмен с чувствительными поверхностными слоями термопар. Ширина термобатареи составляла 20 мм, высота — 16 мм. Расстояние между “горячим” и “холодным” спаями  $\Delta h \approx 13$  мм определяло время регистрации температуры. В результате теплообмена температура на границе слоев медь — константан монотонно растет со временем, асимптотически приближаясь к температуре окружающей среды. Величина генерируемой термоэлектродвижущей силы (термоЭДС) зависит от термоэлектрического коэффициента термопары медь — константан, его зависимости от температуры [9], толщины микрослоев меди и зависимости проводимости меди от давления [10]. Поскольку в разных термобатареях толщины медных слоев  $\delta_m$  существенно различались ( $2,5 \text{ мкм} \leq \delta_m \leq 3,5 \text{ мкм}$ ), каждая термобатарея перед экспериментом тарировалась до значения температуры, равного 100 °С. Толщины медных слоев определялись по измеренным сопротивлениям термопар и их термоЭДС. Эффективное значение термоэлектрического коэффициента для используемых термопар составляло  $16 \div 20$  мкВ/град.

Исследуем более подробно тепловые и электромагнитные процессы, происходящие в рассматриваемой термопаре при ее неоднородном нагреве контактирующей с ней ударно-сжатой средой. Пусть вдоль термопары, размещенной в исследуемой среде, распростра-

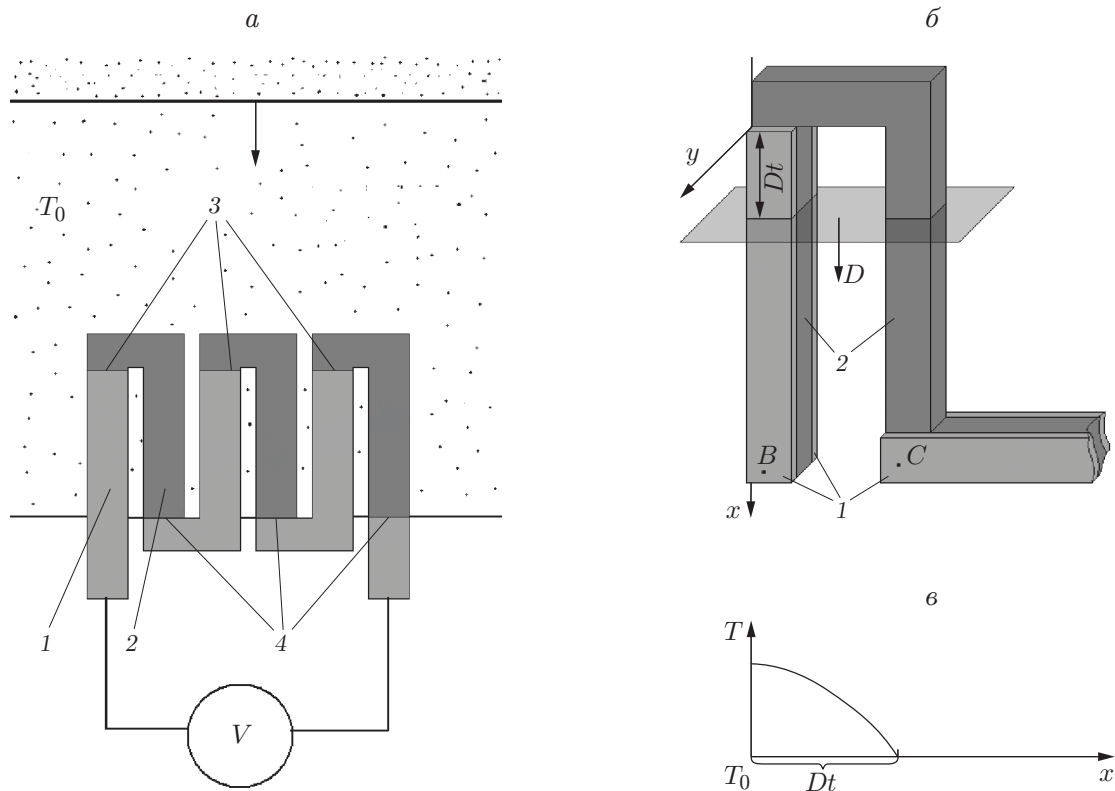


Рис. 1. Схемы батареи из трех планарных термопар, расположенной в исследуемой среде (а), ее фрагмента (б) и распределение температуры вдоль границы слоев медь — константан при распространении ударной (детонационной) волны вдоль термопары (в):

1 — трехслойная часть, 2 — монометаллическая часть, 3 — “горячие” спаи, 4 — “холодные” спаи

няется ударная (детонационная) волна (см. рис. 1, б). Тогда тепловой поток от нагретой вследствие ударного сжатия среды будет нагревать термопару. В некоторый момент времени ударная (детонационная) волна достигнет трехслойной части термопары. По истечении характерного времени прогрева медного слоя  $\tau \approx \rho_M C_M \delta_M^2 / K_M = 0,3 \text{ мкс}$  ( $\rho_M$ ,  $C_M$ ,  $K_M$  — плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности меди соответственно) температура на границе слоев медь — константан становится близкой к температуре поверхности медного слоя, контактирующей с ударно-сжатой средой. Численное решение уравнения теплопроводности для трехслойной части термопары при мгновенном нагреве ее поверхности до температуры  $T$  показывает, что через 0,3 мкс температура на границе слоев медь — константан отличается от значения  $T$  не более чем на 5 %. Распределение температуры вдоль границы слоев медь — константан при распространении ударной волны вдоль термопары качественно показано на рис. 1, в. Максимальная температура на этой границе достигается в области соединения монометаллической и трехслойной частей термопары (“горячий” спай), а в точках  $B$  и  $C$  (“холодные” спаи), находящихся вне зоны воздействия ударной волны, температура остается постоянной, равной комнатной. В результате теплообмена температура “горячего” спаи со временем увеличивается, асимптотически приближаясь к температуре окружающей среды. Таким образом, измерив максимальную температуру “горячего” спаи, можно определить температуру ударно-сжатой среды.

Обозначим через  $T(x, t)$  ( $x$  — расстояние от “горячего” спая) распределение температуры вдоль границ слоев медь — константан в некоторый момент времени  $t$  (см. рис. 1, *в*). В результате неоднородного нагрева границы в трехслойной части термопары появляются электрические поля и токи, характеризуемые векторами напряженности электрического поля  $\mathbf{E}(x, y, t)$  и плотности тока  $\mathbf{j}(x, y, t)$ . С учетом термоэлектрического эффекта для каждого из металлов, составляющих термопару, дифференциальный закон Ома имеет вид [11]

$$\mathbf{E}(x, y, t) = \mathbf{j}(x, y, t)/\sigma - S \nabla T(x, t),$$

где  $S$ ,  $\sigma$  — термоэлектрический коэффициент и проводимость металла соответственно. Из условия непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля к границе контакта металлов следует

$$E_{Mx}(x, 0, t) = E_{Kx}(x, 0, t), \quad \frac{j_{Mx}(x, 0, t)}{\sigma_M} - S_M \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} = \frac{j_{Kx}(x, 0, t)}{\sigma_K} - S_K \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \quad (1)$$

(индексы “м”, “к” соответствуют меди и константану).

Так как толщины медного и константанового слоев много меньше размера области заметного изменения температуры, то плотность тока, протекающего вдоль термопары в каждом из металлов, можно считать постоянной по поперечному сечению термопары:  $j_{Mx}(x, y, t) = j_{Mx}(x, 0, t)$ . Тогда, поскольку полный ток, протекающий через поперечное сечение термопары, равен нулю (сопротивление вольтметра много больше сопротивления термопары, поэтому током в измерительной цепи можно пренебречь):  $2j_{Mx}(x, 0, t)\delta_M + j_{Kx}(x, 0, t)\delta_K = 0$ , из (1) следует

$$E_{Kx}(x, 0, t) = \frac{S_K - S_M}{1 + \sigma_K \delta_K / (2\sigma_M \delta_M)} \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} - S_K \frac{\partial T(x, t)}{\partial x}. \quad (2)$$

Интегрируя поле вдоль термопары от точки  $B$  до точки  $C$  по контуру, проходящему по слою константана, находим напряжение на термопаре

$$V(t) = \int_B^C E_{Kx}(x, 0, t) dx = \int_{T_B}^{T(t)} \frac{S_K - S_M}{1 + \sigma_K \delta_K / (2\sigma_M \delta_M)} dT, \quad (3)$$

где  $T(t)$ ,  $T_B$  — температуры “горячего” и “холодного” спаев соответственно. Интеграл от второго слагаемого в уравнении (2) обращается в нуль. Таким образом, по измеренному напряжению на термопаре из уравнения (3) можно определить температуру “горячего” спая в произвольный момент времени, а следовательно, и температуру ударно-сжатой среды, в которой размещается термопарея.

Экспериментальная проверка предлагаемого метода проводилась в опытах по измерению температуры ударно-сжатой воды. Выбор воды в качестве исследуемой среды обусловлен тем, что для нее известно уравнение состояния [12]. На рис. 2 представлена осциллограмма напряжения на термопаре. Видно, что максимальное значение напряжения, приблизительно равное 19 мВ, достигается через  $t \approx 1,5$  мкс после выхода ударной волны на “горячий” спай. Дальнейший рост напряжения при  $t \geq 2,0$  мкс вызван приходом ударной волны на дно контейнера с водой и последующей неконтролируемой деформацией элементов термопареи.

Измеренные значения величины скачка температуры в ударно-сжатой воде равны  $(125 \pm 15)$  и  $(340 \pm 40)$  °С при  $P_S = 4,0; 6,7$  ГПа соответственно, что хорошо согласуется с теоретически полученными значениями, равными 150 и 353 °С [12]. Различие измеренной и расчетной температур может объясняться несоответствием реального уравнения состояния воды и уравнения, использованного при расчете.

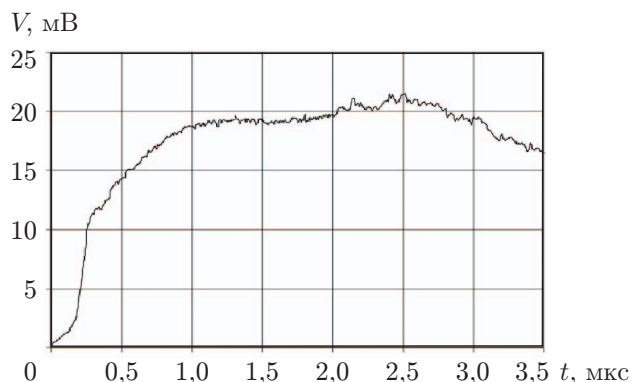


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость напряжения на термобатарее от времени при ударно-волновом сжатии воды ( $P_S = 6,7$  ГПа)

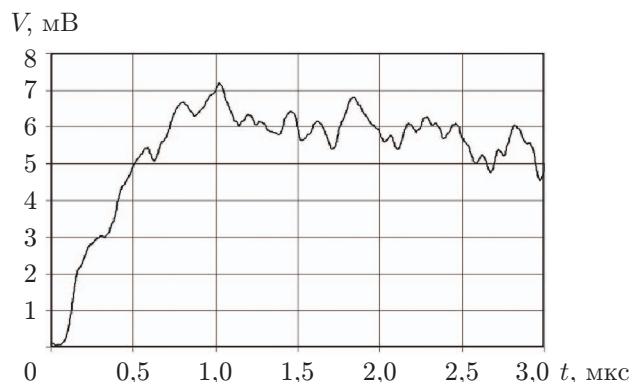


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость напряжения на термобатарее от времени при ударно-волновом сжатии матрицы ЭмВВ ( $P_S = 3,43$  ГПа)

При давлении  $P_S \leq 10$  ГПа измерялась температура ударного нагрева чистой эмульсионной матрицы (без порообразующего сенсibilизатора), являющейся единственным энергетическим компонентом эмульсионного ВВ, способным к экзотермической реакции. Информация о температуре ударного нагрева эмульсионной матрицы необходима при построении уравнения состояния эмульсионного ВВ, оценке термодинамических параметров детонации, а также при анализе взрывного превращения подобных композиций.

Матрица имела следующий состав: массовая доля окислителя (водного раствора аммиачной и натриевой селитры) — 94 %, горючего (смеси индустриального масла, парафина и эмульгатора) — 6 %. Плотность эмульсии равна  $\rho_0 = (1,40 \pm 0,01)$  г/см<sup>3</sup>, размер капель окислителя — менее 2 мкм, кислородный баланс близок к нулю. На рис. 3 приведена осциллограмма напряжения на термобатарее  $V(t)$  при давлении в матрице эмульсионного взрывчатого вещества (ЭмВВ), равном 3,43 ГПа. Видно, что через 1,0 мкс после выхода ударной волны на “горячий” спай напряжение осциллирует в окрестности значения, равного 6,7 мВ. Осцилляции напряжения обусловлены неоднородностью структуры эмульсии.

Результаты серии экспериментов по измерению температуры данной ударно-сжатой эмульсии при ударном давлении  $P_S \leq 12$  ГПа представлены на рис. 4. Погрешность измерения скачка температуры  $\Delta T_S$  (относительно комнатной температуры  $T_0 = 293$  К) не превышала 15 %. По измеренной скорости ударной волны и ударной адиабате эмульсии [13] с погрешностью не более 5 % рассчитывалось давление в эмульсии. На рис. 4 приведены также результаты выполненных в работах [13, 14] расчетов, максимальное различие которых составляет менее 40 К. В работе [14] расчет выполнен в предположении, что в рассматриваемом диапазоне параметров удельная теплоемкость эмульсии не изменяется и равна 2,1 Дж/(г·град). Результаты измерений, представленные на рис. 4, хорошо согласуются с результатами расчета, что свидетельствует об адекватности термодинамического метода измерения температуры за фронтом ударной волны.

Проведены также измерения температуры продуктов взрыва за фронтом детонационной волны в смеси аммонита с гидрокарбонатом натрия при соотношениях масс 40 : 60; 45 : 55; 50 : 50; 55 : 45, для которых скорости детонации равны 1,92 ÷ 2,08; 2,32; 2,50; 2,80 км/с соответственно. Интерес к подобным ВВ обусловлен тем, что диапазон скоростей детонации таких смесей является оптимальным при сварке взрывом практически любой

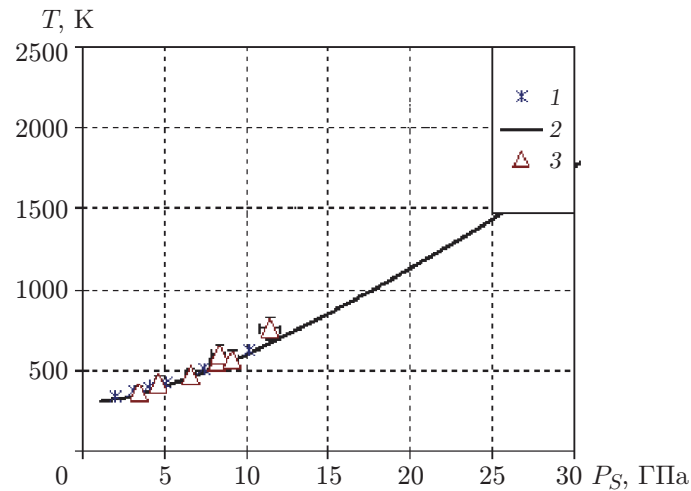


Рис. 4. Зависимость температуры ударного сжатия эмульсии на основе аммиачной и натриевой селитры от давления:

1, 2 — результаты расчета без учета реакции (1 — данные [13], 2 — данные [14]), 3 — экспериментальные данные

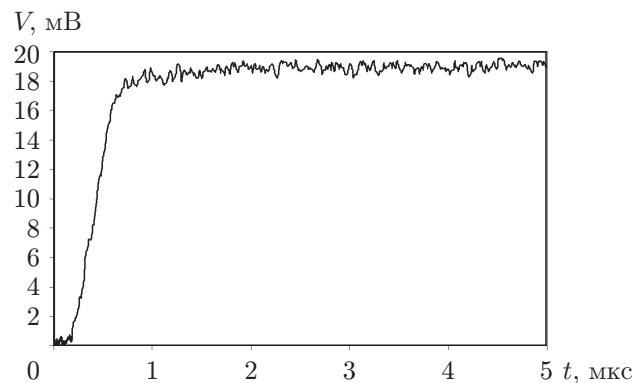


Рис. 5. Осциллограмма сигнала с термобатарей, размещенной во взрывчатой смеси аммонит — гидрокарбонат натрия с соотношением масс 50 : 50

пары металлов. На рис. 5 приведена осциллограмма сигнала с термобатарей, размещенной во взрывчатой смеси.

С уменьшением доли инертной добавки (гидрокарбоната натрия) скорость детонации увеличивается. Как и следовало ожидать, с увеличением скорости детонации смеси температура продуктов взрыва растет. На рис. 6 приведена зависимость температуры за фронтом детонационной волны от скорости детонации. Погрешность измерения температуры составляла  $\pm 15\%$ , скорости детонации —  $\pm 5\%$ . Точки, в которых значения скорости детонации равны 1,92 и 2,08 км/с, получены при одном и том же составе смеси. Заметим, что измеренная температура является некоторой интегральной характеристикой продуктов детонации как однородной среды. При детальном рассмотрении данная среда является неоднородной, имеет “горячие точки”, в которых согласно данным пирометрических экспериментов с близкими по детонационным характеристикам взрывчатыми смесями [6] температура может в несколько раз превышать среднюю температуру во всем объеме среды.

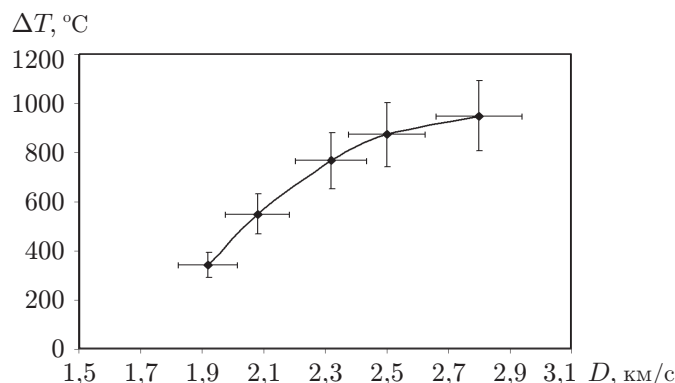


Рис. 6. Зависимость величины скачка температуры продуктов детонации  $\Delta T$  от скорости детонации смеси  $D$

Оценку мощности теплового потока от ВВ к метаемому лайнеру при сварке металлов взрывом, необходимую для исследования влияния процесса теплообмена между продуктами детонации и поверхностью лайнера на термический цикл в зоне сварного шва, можно получить следующим образом. Поскольку за время  $\tau \approx 1$  мкс медный слой термопары толщиной  $\delta \approx 3$  мкм нагревается до температуры, равной температуре окружающей среды  $T$  (см. рис. 5), средняя мощность теплового потока  $\lambda$  равна

$$\lambda = \rho_m C_m \delta_m (T - T_0) / \tau.$$

Подставляя в эту формулу экспериментально определенные значения  $T$ ,  $\tau$ ,  $\delta_m$  и известные значения  $\rho_m$ ,  $C_m$ , получаем оценку  $\lambda \approx 500$  кВт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, с использованием предложенного в работе термопарного метода измерены температуры ударно-сжатых воды, эмульсии, продуктов детонации в смесях аммонита с гидрокарбонатом натрия в диапазоне скоростей детонации 1,92 ÷ 2,50 км/с и получены оценки мощности теплового потока на контактирующую с продуктами взрыва металлическую поверхность. Показано, что в указанных смесях температура продуктов детонации растет с увеличением скорости детонации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bloomquist D. D., Sheffield S. A. Thermocouple temperature measurements in shock initiation PBX-9404 // Proc. of the 7th Symp. on detonation, Annapolis (USA), 16–19 June 1981. Annapolis: S. n., 1981. P. 1004–1009.
2. Bloomquist D. D., Sheffield S. A. Shock-compression temperature rise in polymethylmethacrylate determined from resistivity of embedded copper foils // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38, N 3. P. 185–187.
3. Сильвестров В. В., Бордзиловский С. А., Караханов С. М. Оптическое излучение ударно-сжатой эпоксидной смолы со стеклянными микросферами // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50, № 3. С. 105–112.
4. Бордзиловский С. А., Караханов С. М. Измерение температуры полиметилметакрилата при ударном сжатии // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика. 2011. Т. 6, вып. 1. С. 116–122.
5. Гулевич М. А., Пай В. В., Яковлев И. В., Хаустов С. В. Термопарный метод измерения температуры газообразных и жидких сред при их ударном сжатии // Изв. Волгогр. гос. техн. ун-та. Сер. Сварка взрывом и свойства сварных соединений. 2013. № 7. С. 14–17.

6. **Гулевич М. А., Пай В. В., Яковлев И. В. и др.** Измерение температуры жидких сред при ударном сжатии // Изв. Волгогр. гос. техн. ун-та. Сер. Сварка взрывом и свойства сварных соединений. 2014. № 20. С. 16–20.
7. **Гулевич М. А., Пай В. В., Яковлев И. В. и др.** Измерение температуры продуктов детонации смесевых взрывчатых веществ // Изв. Волгогр. гос. техн. ун-та. Сер. Сварка взрывом и свойства сварных соединений. 2015. № 10. С. 5–8.
8. **Сильвестров В. В., Бордзиловский С. А., Караханов С. М., Пластинин А. В.** Температура детонационного фронта эмульсионного взрывчатого вещества // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, № 1. С. 135–142.
9. **Таблицы физических величин:** Справ. / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
10. **Гулевич М. А.** Измерение электрической проводимости меди при импульсном нагружении // Физика горения и взрыва. 2011. Т. 47, № 6. С. 110–116.
11. **Ландау Л. Д.** Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1982.
12. **Rice M. H., Walsh J. M.** Equation of state of water to 250 kilobars // J. Chem. Phys. 1957. V. 26, N 4. P. 824–830.
13. **Сильвестров В. В., Юношев А. С., Пластинин А. В., Рафейчик С. И.** Ударная сжимаемость эмульсионной матрицы при давлении до 37 ГПа // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50, № 4. С. 110–116.
14. **Янилкин Ю. В., Шанин А. А., Ковалев Н. П. и др.** Комплекс программ ЭГАК для расчетов двумерных течений многокомпонентной среды // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов. 1993. Вып. 4. С. 69–75.

*Поступила в редакцию 14/III 2016 г.,  
в окончательном варианте — 12/IX 2016 г.*

---