

ТЕРМОПАРНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ ДАВЛЕНИЯ В МЕТАЛЛЕ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

В. В. Пай, И. В. Яковлев, Г. Е. Кузьмин

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

Исследуются термоэлектрические эффекты в биметаллической пластине, нагружаемой скользящей детонационной волной. Измерено распределение электрического потенциала на поверхности такой термопары, неоднородно нагретой вследствие высокоскоростной деформации. Результаты эксперимента используются для определения напряженного состояния металла и сопоставляются с расчетами, выполненными в рамках модели Ми — Грюнайзена.

Развитие импульсной обработки материалов позволяет улучшать традиционные и создавать принципиально новые методы получения композиций с уникальными физико-механическими свойствами. Основная особенность импульсных методов состоит в том, что они позволяют воздействовать на материалы высокими давлениями ($p \sim 10$ ГПа) в течение весьма коротких промежутков времени ($\sim 10^{-5}$ с). Модели среды, используемые для описания поведения материалов в условиях высокоскоростной деформации, нуждаются в экспериментальном обосновании и проверке. В данной работе обсуждается один из возможных методов экспериментального исследования напряженного состояния металла при динамическом нагружении, пригодный, в частности, для тестирования применяемых теоретических моделей среды в таких условиях.

Исследуется распространение сверхзвуковой нагрузки по поверхности биметаллической манганин-константановой пластины. Схема эксперимента показана на рис. 1.

Между одинаковыми биметаллическими пластинами, состоящими из манганина и константана толщиной 2 мм каждая, детонирует заряд пластического взрывчатого вещества с плотностью $\rho_0 \approx 1,6$ г/см³ и скоростью детонации $D \approx 8,0$ км/с. При этом в пластинах возникает сложное напряженное состояние, сопровождающееся неоднородным разогревом границы термопары. Вследствие термоэлектрического эффекта такой разогрев приводит к появлению вихревых токов в объеме термопары и к возникновению электрического потенциала на ее поверхности. Как показано в работе [1],

распределение потенциала связано с полем скоростей и с напряженным состоянием материала пластин. Поскольку коэффициент термо-ЭДС манганин-константановой термопары [2] и проводимость константана [3] практически не зависят от давления до ≈ 30 ГПа, распределение потенциала определяется напряженным состоянием манганиновой составляющей термопары и полем скоростей во всей биметаллической пластине.

Зависимость проводимости манганина от давления экспериментально определена в работе [3]. В системе отсчета, движущейся вместе с детонационным фронтом, невозмущенная скорость движения материала пластин равна скорости детонации. Угол наклона ударной волны к поверхности биметаллической пластины определяется формулой $\theta = \arcsin(U_0/D)$, где U_0 — скорость ударной волны в материале термопары. При $p \approx 26$ ГПа в ударной волне

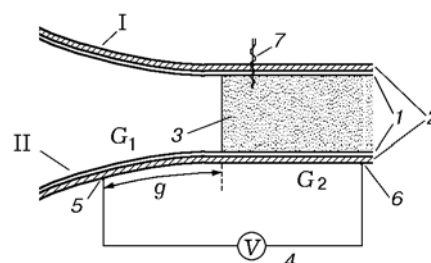


Рис. 1. Схема измерения электрического потенциала на поверхности биметаллической пластины при взрывном нагружении:

I, II — биметаллические пластины из манганина (1) и константана (2); 3 — заряд взрывчатого вещества; 4 — осциллограф; 5, 6 — точки подсоединения; 7 — электродатчик

$U_0 \approx 5$ км/с, $\theta \approx 0,68$ и массовая скорость за ударной волной $u_0 \approx 0,6$ км/с. Максимальное изменение массовой скорости вдоль пластины составляет

$$\Delta u \approx u_0 \sin \theta = u_0(U_0/D) \approx 0,37 \text{ км/с.}$$

Отсюда вытекает, что $\Delta u/D \approx 0,047$, и, следовательно, в первом приближении можно считать, что распределение электрического потенциала на поверхности термопары зависит только от напряженного состояния манганиновой части термопары.

Для измерения распределения электрического потенциала на свободной от нагрузки (константовой) поверхности термопары к ней двумя константовыми электродами подключается осциллограф, регистрирующий зависимость разности потенциалов между ними от времени. Электрод 6 подсоединяется к пластине в невозмущенной области течения, а электрод 5 в процессе распространения детонационной волны проходит со скоростью D относительно фронта все положения на свободной границе. Таким образом, зависимость электрического потенциала от времени $V(t)$ эквивалентна зависимости потенциала от переменной g/D , связанной с координатой g вдоль свободной границы G_2 термопары (см. рис. 1). Синхронизация сигнала осуществляется с помощью электроконтактного датчика, расположенного на фиксированном расстоянии от электродов и фиксирующего момент прохождения детонационного фронта.

Результаты экспериментов сопоставляются с расчетами, выполненными по следующей модели. Продукты детонации — идеальные полнотропные газы с постоянным показателем полнотропности $k = 3,0$. Распределение давления по поверхности контакта продуктов взрыва с пластиной рассчитывается по двумерной стационарной схеме метания [4, 5]. Затем по заданному распределению давления на поверхности определяются поле давления и распределение температуры внутри пластины. Предполагается, что сжимаемость материала пластины описывается уравнением Тэта [6]. Температура T рассчитывается с помощью уравнения Ми — Грюнайзена в комбинации с общими термодинамическими тождествами, как описано, например, в [7]. При этом удельная теплоемкость считается постоянной, а коэффициент Грюнайзена γ при плотности ρ связан с его исходным значением γ_0 при плотности ρ_{10} соотношением

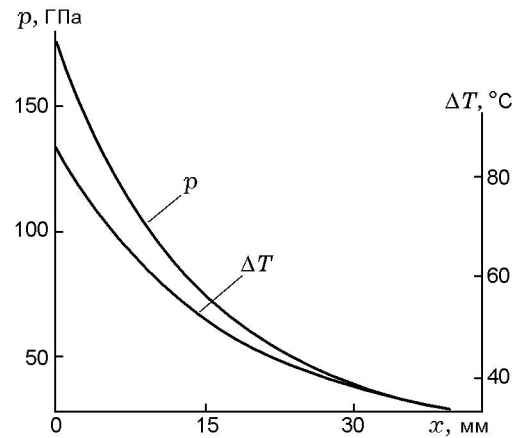


Рис. 2. Распределение давления и температуры вдоль поверхности манганин — константан

$\gamma = \gamma_0 \rho_{10}/\rho$ [8]. Рассчитанные давление и температура в зависимости от расстояния x вдоль линии тока, соответствующей границе манганин — константан, приведены на рис. 2.

По известной зависимости проводимости манганина от давления [3] рассчитывается распределение электрической проводимости σ_1 в манганиновой части термопары. Проводимость константана считается постоянной и равной $\sigma_2 = 2,08 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. Как показано в работе [9], неоднородный разогрев термопары сопровождается появлением магнитного поля, вектор \mathbf{H} которого имеет единственную компоненту H , направленную перпендикулярно плоскости чертежа (см. рис. 1). Для напряженности магнитного поля выполняется уравнение диффузии с конвекцией

$$\nabla \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma_i} \nabla H \right) - \text{div}(\mathbf{H}\mathbf{u}) = 0$$

с граничными условиями $H = 0$ на внешних границах термопары G_1, G_2 (μ_0 — магнитная постоянная, $i = 1, 2$). На контактной границе манганин — константан поле H связано с распределением температуры соотношением [9]

$$\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_1 + \frac{1}{\sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_2 = S \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Здесь $T(x)$ — температура вдоль контактной границы, S — коэффициент термоЭДС термопары, $\partial H/\partial n|_i$ — производная по нормали, причем вектор нормали направлен от границы внутрь i -й области ($i = 1, 2$). Электрический потенциал, измеряемый вольтметром, связан с распределением магнитного поля выражением

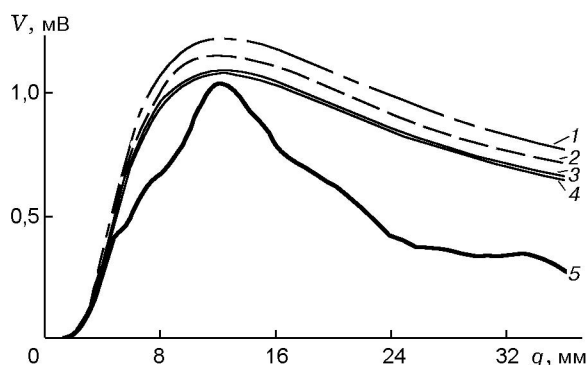


Рис. 3. Расчетные (1–4) и экспериментальная (5) зависимости ЭДС на поверхности пластины от координаты вдоль поверхности

$$V(g) = \int_g^{\infty} \frac{1}{\sigma_2} \nabla H \mathbf{n} dg,$$

где \mathbf{n} — вектор нормали к границе G_2 , а g — координата вдоль нее. Решение уравнения поля проводится методом установления. Полученная таким образом расчетная зависимость $V(g)$ приведена на рис. 3 (линия 4) вместе с экспериментальной кривой (линия 5).

Для установления чувствительности зависимости $V(g)$ к изменению поля скоростей проведены расчеты для различных распределений скорости. Результаты показывают, что при изменении массовой скорости от нуля на 10 % значение $V(g)$ изменяется не более чем на 1% (линия 3 на рис. 3). В то же время расчеты с измененным распределением давления на 5 и 10 % показывают, что зависимость $V(g)$ меняется на величины того же порядка — 5 и 10% (соответственно линии 2 и 1 на рис. 3). Максимальное рассчитанное значение ЭДС отличается от экспериментального менее чем на 10 %. В то же время использованная в расчете модель поведения материала неудовлетворительно описывает скорость затухания сигнала.

Заметим, что эта достаточно искусственная модель выбрана лишь для иллюстрации принципа использования описанного метода для тестирования определяющих соотношений материала. Подобным образом могут быть проверены модели произвольной сложности. Очевидно, что при этом проверке подвергаются некоторые интегральные результаты, получен-

ные в расчетах с той или иной моделью материала, в частности распределения давлений и температур на определенных поверхностях. Следовательно, если эти интегральные результаты не соответствуют полученным экспериментальным данным, модель нуждается в корректировке. С другой стороны, ничего нельзя утверждать определенно о способности модели правильно описывать локальное поведение материала даже в случае соответствия интегральных данных результатам экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пай В. В., Яковлев И. В., Кузьмин Г. Е. Исследование электромагнитных процессов в термопарах в условиях динамического нагружения // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 99–102.
2. Иштуткин С. Н., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. К термопарным измерениям температуры при ударном сжатии металлов // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 5. С. 96–104.
3. Канель Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред. Черноголовка, 1973. (Препр. / АН СССР. Отд-ние ИХФ).
4. Дерibas А. А., Кузьмин Г. Е. Двумерная задача о метании пластины скользящей детонационной волной // ПМТФ. 1970. № 1. С. 177–180.
5. Дерibas А. А., Кузьмин Г. Е. Движение металлической трубки под действием продуктов взрыва // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1971. Вып. 8. С. 56–70.
6. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975. С. 273–274, 291–292.
7. Физика высоких плотностей энергии / Под ред. П. Кальдиролы и Г. Кнопфеля / Пер. с англ. под ред. О. Н. Крохина. М.: Мир, 1974. С. 100–103.
8. Высокоскоростные ударные явления / Под ред. Р. Кинслоу / Пер. с англ. под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973. С. 300–304.
9. Иштуткин С. Н., Кузьмин Г. Е., Пай В. В., Фрумин Л. Л. Об измерении поля температуры при плоском установившемся течении металла // ПМТФ. 1992. № 2. С. 157–165.

Поступила в редакцию 25/ХІІ 1999 г.,
в окончательном варианте — 24/ІІІ 2000 г.