

ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ МЕДИ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

М. А. Гулевич

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, victrix@ngs.ru

Предложен бесконтактный метод измерения электрической проводимости немагнитных металлов и сплавов в условиях импульсного нагружения, основанный на экспериментальном определении характера затухания вихревых токов в исследуемом образце, представляющем собой диск фольги конечных размеров. Дано теоретическое обоснование предлагаемого метода. Проведены эксперименты по определению проводимости меди при давлениях до 16 ГПа.

Ключевые слова: детонация, ударные волны, высокие давления, электрическая проводимость, магнитное поле.

В работах [1, 2] подробно изложен метод экспериментального определения электрической проводимости немагнитных металлов и сплавов в условиях плоского ударно-волнового нагружения, основанный на измерении характерного времени затухания вихревых токов в фольге исследуемого материала неограниченных размеров. Там же теоретически и экспериментально показано, что взятое за основу решение о затухании токов в бесконечном плоском проводящем листе [3, 4] применимо для расчета магнитного поля, создаваемого затухающими токами в тонком проводящем диске конечного радиуса R_0 , только на расстояниях от центра диска, много меньших его диаметра. Соблюдение этого условия при измерении магнитного поля (по изменению которого определяется характерное время затухания вихревых токов в диске) индукционным датчиком диаметром ≈ 10 мм приводит к тому, что в реальном эксперименте приходится использовать диск из фольги исследуемого материала диаметром не менее 60 мм. Поскольку в произвольный момент времени все части исследуемого образца должны подвергаться нагружению одним и тем же давлением, то необходимо выполнить жесткие требования к плоскостности фронта падающей ударной волны. Действительно, время выравнивания давлений в образце и окружающей его среде включает в себя как время ревербераций в фольге, зависящее только от ее толщины и ударно-волновых характеристик, так и разность моментов выхода

ударной волны на центральную и периферийную части диска (τ_f), которая однозначно связана с его радиусом. При выбранных материале фольги и ее толщине с уменьшением радиуса диска эта разность уменьшается, увеличивая точность измерения проводимости исследуемого материала.

Излагаемая в данной работе модификация метода, предложенного в [2], отличается тем, что исследуемый образец может иметь форму тонкого плоского диска произвольного радиуса. Это позволяет управлять величиной τ_f и проводить измерения в случаях, когда обеспечение условий плоского ударно-волнового нагружения затруднительно, например при применении порошкообразных взрывчатых веществ насыпной плотности или зарядов малого размера для создания высоких давлений. Разумеется, аналитические решения, полученные в [3] и использованные в качестве базовых в [2], непригодны для описания процесса затухания вихревых токов в диске конечных размеров, поэтому рассмотрим этот случай ниже.

Для пояснения сути предлагаемого метода обратимся к рис. 1, на котором изображена принципиальная схема эксперимента по измерению проводимости немагнитных металлов и сплавов. Распространяющаяся по заряду взрывчатого вещества 1 детонационная волна 2 вначале выходит на цилиндрический магнит 3, который, размагничиваясь, индуцирует в диске 4 из исследуемого материала вихревые токи, затухающие с течением времени со скоростью, зависящей от проводимости материала фольги и ее размеров. В дальнейшем детонационная

Работа выполнена при частичном финансировании фонда Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ (НШ-5770.2010.1).

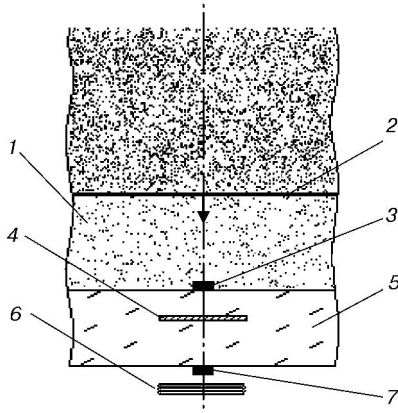


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента:
 1 — заряд взрывчатого вещества, 2 — детонационная волна, 3, 7 — магниты, 4 — исследуемый образец, 5 — непроводящая среда, 6 — индукционный датчик

волна, падающая на поверхность непроводящей среды 5, в которой размещается образец 4, создает в ней плоскую ударную волну. При выходе ударной волны на фольгу последняя приобретает скорость, равную массовой скорости среды, ее проводимость и толщина под действием давления изменяются, вследствие чего меняется и скорость затухания токов. Электромагнитные процессы, связанные с возбуждением и затуханием токов в фольге, обусловленных как размагничиванием магнита 3, так и движением фольги в поле постоянного магнита 7, регистрируются индукционным датчиком 6, расположенным на некотором расстоянии от фольги, вне зоны действия высоких давлений. Покажем, как по измеренной зависимости ЭДС от времени, возникающей в индукционном датчике, определить изменение проводимости материала фольги. Для этого рассмотрим подробнее процессы возникновения и затухания токов в фольге.

ТЕОРИЯ МЕТОДА

Итак, тонкий ($\delta \ll R_0$) плоский диск фольги радиусом R_0 из немагнитного материала проводимостью σ находится в аксиально-симметричном магнитном поле источников 3 и 7, расположенных на оси симметрии. Соосно с диском из фольги на некотором расстоянии от нее размещен индукционный датчик, представляющий собой катушку из одного или нескольких витков. Магнитное поле каждого из источников эквивалентно полю тока, текущего

аксиально по образующей цилиндра, имеющего те же размеры, что и магнит. Обозначим токи источников 3, 7 соответственно I_* , $I_{**} = \text{const}$. До момента $t = 0$ выхода детонационной волны на источник 3 его ток $I_*(t) = I_*(0)$ постоянен, а в дальнейшем в процессе размагничивания он монотонно уменьшается до нуля в течение времени τ_* . После окончания процесса размагничивания ударная волна в момент $\tau_{**} > \tau_*$ выходит на диск из фольги, и он мгновенно приобретает скорость u_0 . Тогда в произвольный момент времени векторный потенциал магнитного поля, создаваемого на поверхности фольги источником 3, определяется выражением

$$\mathbf{A}_*(r, z_f(t), t) = e_\varphi A_*(r, z_f(t), t),$$

$$A_*(r, z_f(t), t) = \frac{M_*(r, z_f(t))}{2\pi r} I_*(t),$$

а создаваемого источником 7 —

$$\mathbf{A}_{**}(r, z_f(t)) = e_\varphi A_{**}(r, z_f(t)),$$

$$A_{**}(r, z_f(t)) = \frac{M_{**}(r, z_f(t))}{2\pi r} I_{**}.$$

Здесь e_φ — единичный аксиальный вектор, $z_f(t)$ — текущая координата диска, $M_*(r, z_f(t))$, $M_{**}(r, z_f(t))$ — коэффициенты взаимной индукции кольца из фольги радиусом r и источников 3, 7 соответственно, калибровка потенциала $\text{div} \mathbf{A} = 0$. Обозначим векторный потенциал, обусловленный токами в фольге на ее поверхности, через $\mathbf{A}_f(r, t) = e_\varphi A_f(r, t)$. Полный потенциал $\mathbf{A}(r, t) = e_\varphi A(r, t) = \mathbf{A}_f(r, t) + \mathbf{A}_*(r, z_f(t), t) + \mathbf{A}_{**}(r, z_f(t))$. Вектор плотности тока в фольге имеет также только аксиальную составляющую $\mathbf{j}(r, t) = e_\varphi j(r, t)$. Тогда можно записать выражение для плотности тока

$$j(r, t) = -\sigma(t) \frac{\partial A(r, t)}{\partial t} = -\sigma(t) \left(\frac{\partial A_f(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial A_*(r, z_f(t), t)}{\partial t} + \frac{\partial A_{**}(r, z_f(t))}{\partial t} \right).$$

Ток, протекающий в условно выделенном кольце радиусом r_* и шириной dr_* , создает на поверхности фольги потенциал

$$\begin{aligned} dA_f(r, t) &= L(r_*, r) \frac{\delta(t)}{2\pi r} j(r_*, t) dr_* = \\ &= -L(r_*, r) \frac{\sigma(t) \delta(t)}{2\pi r} \frac{\partial A(r_*, t)}{\partial t} dr_*, \end{aligned}$$

где $L(r_*, r) = L(r, r_*)$ — коэффициент взаимной индукция колец радиусом r_* и r ; $\delta(t)$, $\sigma(t)$ — толщина и проводимость фольги соответственно. Интегрируя по всем кольцам, получаем

$$2\pi r A_f(r, t) = - \int_0^R L(r_*, r) \sigma(t) \delta(t) \left(\frac{\partial A_f(r_*, t)}{\partial t} + \frac{\partial A_*(r_*, z_f(t), t)}{\partial t} + \frac{\partial A_{**}(r_*, z_f(t))}{\partial t} \right) dr_*. \quad (1)$$

Заметим, что функция $L(r_*, r)$ выражается через эллиптические интегралы [5], имеет интегрируемую логарифмическую особенность при $r = r_*$ и может быть вычислена с произвольной точностью. Дифференцируя (1) по времени, получим уравнение для плотности тока

$$\frac{2\pi r j(r, t)}{\sigma(t)} = - \int_0^R L(r_*, r) \frac{\partial}{\partial t} (\delta(t) j(r_*, t)) dr_* - \frac{\partial}{\partial t} (M_*(r, z_f(t)) I_*(t)) - \frac{\partial}{\partial t} (M_{**}(r, z_f(t)) I_{**}). \quad (2)$$

Воспользуемся принципом суперпозиции при описании дальнейшей эволюции токов в фольге. Будем рассматривать их как сумму токов, индуцированных источниками 3 и 7: $j(r, t) = j_*(r, t) + j_{**}(r, t)$. Тогда ЭДС можно представить в виде $\varepsilon(t) = \varepsilon_*(t) + \varepsilon_{**}(t)$, где $\varepsilon_*(t)$ обусловлена действием только источника 3, а $\varepsilon_{**}(t)$ — источника 7. Для $j_*(r, t)$ и $j_{**}(r, t)$ из (2) следует

$$\frac{2\pi r j_*(r, t)}{\sigma(t)} = - \int_0^R L(r_*, r) \frac{\partial}{\partial t} (\delta(t) j_*(r_*, t)) dr_* - \frac{\partial}{\partial t} (M_*(r, z_f(t)) I_*(t)), \quad (3)$$

$$\frac{2\pi r j_{**}(r, t)}{\sigma(t)} = - \int_0^R L(r_*, r) \frac{\partial}{\partial t} (\delta(t) j_{**}(r_*, t)) dr_* - \frac{\partial}{\partial t} (M_{**}(r, z_f(t)) I_{**}). \quad (4)$$

Так как величины $\frac{\partial}{\partial t} (M_*(r, z_f(t)) I_*(t))$, $\frac{\partial}{\partial t} (M_{**}(r, z_f(t)) I_{**})$ ограничены, то произведения $\delta(t) j_*(r, t)$ и $\delta(t) j_{**}(r, t)$ непрерывны во

времени. В промежутке времени $0 < t < \tau_{**}$ токи обусловлены только размагничиванием источника 3, диск покоится, его толщина $\delta(t) = \delta_0$, проводимость $\sigma(t) = \sigma_0$, координата $z_f(t) = z_0$. Уравнение (3) упрощается:

$$\frac{2\pi r \delta_0 j_*(r, t)}{\delta_0 \sigma_0} = - \int_0^R L(r_*, r) \frac{\partial}{\partial t} (\delta_0 j_*(r_*, t)) dr_* - M_*(r, z_0) \frac{d}{dt} I_*(t). \quad (5)$$

Запишем выражение для ЭДС индукции в датчике, создаваемой вихревыми токами в фольге и размагничивающимся источником 3:

$$\varepsilon_*(t) = - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^R M_f(r, z_f(t)) \delta(t) j_*(r, t) dr - M_0 \frac{dI_*(t)}{dt}, \quad (6)$$

где $M_f(r, z_f(t))$ — коэффициент взаимной индукции кольца фольги и датчика, M_0 — коэффициенты взаимной индукции источника 3 и датчика. Для момента времени $t = \tau_{**} - 0$, непосредственно предшествующего выходу ударной волны на диск, уравнения (5), (6) приобретают вид

$$\frac{2\pi r \delta_0 j_*(r, \tau_{**} - 0)}{\sigma_0 \delta_0} = - \int_0^R L(r_*, r) \left[\frac{\partial}{\partial t} \delta_0 j_*(r_*, t) \right]_{t=\tau_{**}-0} dr_*, \quad (7)$$

$$\varepsilon_*(\tau_{**} - 0) = - \int_0^R M_f(r, z_0) \left[\frac{\partial}{\partial t} \delta_0 j_*(r, t) \right]_{t=\tau_{**}-0} dr, \quad (8)$$

так как $M_0 \frac{dI_*(t)}{dt} = 0$ при $t > \tau_*$.

Сразу после выхода ударной волны на диск его скорость равна u_0 , а проводимость и толщина равны σ_1 , δ_1 . Тогда в момент $t = \tau_{**} + 0$

$$\frac{2\pi r \delta_1 j_*(r, \tau_{**} + 0)}{\sigma_1 \delta_1} =$$

$$= - \int_0^R L(r_*, r) \left[\frac{\partial}{\partial t} \delta_1 j_*(r_*, t) \right]_{t=\tau_{**}+0} dr_*, \quad (9)$$

$$\varepsilon_*(\tau_{**} + 0) =$$

$$= - \int_0^R M_f(r, z_0) \left[\frac{\partial}{\partial t} \delta_1 j_*(r, t) \right]_{t=\tau_{**}+0} dr -$$

$$- \int_0^R \left[\frac{\partial}{\partial z} M_f(r, z) \right]_{z=z_0} u_0 \delta_1 j_*(r, \tau_{**} + 0) dr. \quad (10)$$

Из непрерывности произведения $\delta(t)j_*(r, t)$ следует

$$\delta_0 j_*(r, \tau_{**} - 0) = \delta_1 j_*(r, \tau_{**} + 0).$$

Подставляя полученное выражение в равенство (9) и учитывая (7), получаем соотношение

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial t} \delta(t)j_*(r, t) \right]_{t=\tau_{**}+0} &= \\ &= \frac{\sigma_0 \delta_0}{\sigma_1 \delta_1} \left[\frac{\partial}{\partial t} \delta(t)j_*(r, t) \right]_{t=\tau_{**}-0}. \end{aligned}$$

Тогда для ЭДС справедливо

$$\begin{aligned} \varepsilon_*(\tau_{**} + 0) &= \frac{\sigma_0 \delta_0}{\sigma_1 \delta_1} \varepsilon_*(\tau_{**} - 0) - \\ &- u_0 \int_0^R \left[\frac{\partial}{\partial z} (M_f(r, z)) \right]_{z=z_0} \delta_0 j_*(r, \tau_{**} - 0) dr. \end{aligned}$$

Теперь найдем токи в фольге, вызванные ее движением в поле источника 7, и ЭДС, индуцированную этими токами. Для плотности тока $j_{**}(r, t)$ в момент $t = \tau_{**} + 0$ справедливо выражение

$$\begin{aligned} \frac{2\pi r \delta_1 j_{**}(r, \tau_{**} + 0)}{\sigma_1 \delta_1} &= \\ &= - \int_0^R L(r_*, r) \left[\frac{\partial}{\partial t} (\delta_1 j_{**}(r_*, t)) \right]_{t=\tau_{**}+0} dr_* - \\ &- u_0 I_{**} \left[\frac{\partial}{\partial z} (M_{**}(r, z)) \right]_{z=z_0}. \end{aligned}$$

Так как в начальный момент движения диска $j_{**}(r, \tau_{**} + 0) = 0$, то

$$\begin{aligned} \int_0^R L(r_*, r) \left[\frac{\partial}{\partial t} (\delta_1 j_{**}(r_*, t)) \right]_{t=\tau_{**}+0} dr_* &= \\ &= -u_0 I_{**} \left[\frac{\partial}{\partial z} (M_{**}(r, z)) \right]_{z=z_0}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что производная

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} (\delta_1 j_{**}(r, t)) \right]_{t=\tau_{**}+0} = -u_0 f(r)$$

в начальный момент движения пропорциональна скорости движения фольги и не зависит от ее проводимости и толщины при любом отличном от нуля значении произведения $\sigma\delta$. Функция $f(r)$ является решением интегрального уравнения

$$\int_0^R L(r_*, r) f(r) dr_* = I_{**} \left[\frac{\partial}{\partial z} (M_{**}(r, z)) \right]_{z=z_0}. \quad (11)$$

Для ЭДС в датчике, вызванной этим движением фольги, получаем выражение

$$\begin{aligned} \varepsilon_{**}(\tau_{**} + 0) &= \\ &= - \int_0^R M_f(r, z_0) \left[\frac{\partial}{\partial t} (\delta_1 j_{**}(r_*, t)) \right]_{t=\tau_{**}+0} dr_* = \\ &= u_0 \int_0^R M_f(r, z_0) f(r) dr_*. \quad (12) \end{aligned}$$

Полная ЭДС, обусловленная обоими источниками (3 и 7 на рис. 1), записывается в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon(\tau_{**} + 0) &= \varepsilon_*(\tau_{**} + 0) + \varepsilon_{**}(\tau_{**} + 0) = \\ &= \frac{\sigma_0 \delta_0}{\sigma_1 \delta_1} \varepsilon_*(\tau_{**} - 0) - \\ &- u_0 \left\{ \int_0^R \left[\frac{\partial}{\partial z} M_f(r, z) \right]_{z=z_0} \delta_0 j_*(r, \tau_{**} - 0) dr - \right. \\ &\left. - \int_0^R M_f(r, z_0) f(r) dr \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Если расстояние от источников 3 и 7 до фольги выбрать таким, чтобы сумма интегралов в правой части обратилась в нуль:

$$\int_0^R \left[\frac{\partial}{\partial z} M_f(r, z) \right]_{z=z_0} \delta_0 j_*(r, \tau_{**} - 0) dr = \\ = \int_0^R M_f(r, z_0) f(r) dr = 0, \quad (14)$$

то скачок напряжения на датчике в момент выхода ударной волны на фольгу не будет зависеть от скорости ее движения:

$$\frac{\varepsilon(\tau_{**} + 0)}{\varepsilon(\tau_{**} - 0)} = \frac{\sigma_0 \delta_0}{\sigma_1 \delta_1},$$

а будет определяться только ее проводимостью и толщиной. Рассмотрим условия, при которых выполняется равенство (14). Вначале определим $j_*(r, \tau_{**} - 0)$ и $I_*(t)$ по зависимости $\varepsilon(t) = \varepsilon_*(t)$ путем совместного решения интегральных уравнений (5), (6).

Покажем, как найти численное решение этих уравнений методом алгебраизации. Будем рассматривать фольгу как набор из N колец, плотно прилегающих друг к другу. Радиус i -го кольца $r_i = \Delta r(i + 1/2)$, ширина $\Delta r = R_0/N$, $i = 0, 1, \dots, N-1$. Тогда уравнения (5), (6) преобразуются к виду

$$L_{ik} \frac{j_{*k}^{n+1} - j_{*k}^n}{\tau} = \\ = -\frac{2\pi R_{ik} j_{*k}^{n+1}}{\delta_0 \sigma_0} - \frac{M_{*i} I_*^{n+1} - I_*^n}{\delta_0 \tau}, \quad (15)$$

$$M_{fk} \frac{j_{*k}^{n+1} - j_{*k}^n}{\tau} + \frac{M_0 I_*^{n+1} - I_*^n}{\delta_0 \tau} = \\ = \frac{\varepsilon^{n+1}}{\delta_0}, \quad (16)$$

где τ — шаг по времени, $L_{ik} =$

$$\int_{r_k - \Delta r/2}^{r_k + \Delta r/2} L(r_i, r) dr \quad \text{— элементы симметрич-}$$

$$\text{ной матрицы } \hat{\mathbf{L}}, \quad M_{fk} = \int_{r_k - \Delta r/2}^{r_k + \Delta r/2} M_f(r, z_f(t)) dr,$$

$M_{*i} = M(r_i, z_0)$. Верхним индексом обозначена зависимость от времени, нижним — от радиуса, по повторяющемуся индексу ведется суммирование. Тогда, введя векторы $\mathbf{j}_*^m = j_{*k}^m$, $\mathbf{M}_f = M_{fk}$, $\mathbf{M}_* = M_{*k}$, уравнение (15) можно переписать в виде

$$\left(\hat{\mathbf{L}} + \frac{2\pi\tau}{\sigma_0 \delta_0} \hat{\mathbf{R}} \right) \mathbf{j}_*^{n+1} = \\ = \hat{\mathbf{L}} \mathbf{j}_*^n - \frac{I_*^{n+1} - I_*^n}{\delta_0} \mathbf{M}_*, \quad (17)$$

где $\hat{\mathbf{R}}$ — матрица, диагональные члены которой $R_{ii} = r_i$, а остальные элементы матрицы равны нулю. Домножив это уравнение на матрицу $\hat{\mathbf{T}}^{-1}$, где $\hat{\mathbf{T}} = \left(\hat{\mathbf{L}} + \frac{2\pi\tau}{\sigma_0 \delta_0} \hat{\mathbf{R}} \right)$ и $\hat{\mathbf{L}}$ — матрицы с диагональным преобладанием и потому хорошо обусловленные, получаем

$$\mathbf{j}_*^{n+1} = \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{L}} \mathbf{j}_*^n - \frac{I_*^{n+1} - I_*^n}{\delta_0} \hat{\mathbf{T}}^{-1} \mathbf{M}_*, \quad (18)$$

$$\delta_0 (\mathbf{M}_f (\mathbf{j}_*^{n+1} - \mathbf{j}_*^n)) - M_0 (I_*^{n+1} - I_*^n) = \\ = \varepsilon^{n+1} \tau. \quad (19)$$

Так как $\mathbf{j}_*^0 = 0$, $I_*^0 = I_*(0)$, то из (18) следует

$$\mathbf{j}_*^1 = -\frac{I_*^1 - I_*^0}{\delta_0} \hat{\mathbf{T}}^{-1} \mathbf{M}_*.$$

Подставляя последнее выражение в (19), находим значение тока источника 3 на первом шаге по времени:

$$\frac{I_*^1 - I_*^0}{\tau} = \frac{\varepsilon^1}{(\hat{\mathbf{T}}^{-1} \mathbf{M}_* \mathbf{M}_f) - M_0}.$$

Продолжая эту процедуру, вычисляем значения $(I_*^{n+1} - I_*^n)/\tau$ и j_{*k}^m , непрерывно зависящие от $\varepsilon_*(t)$, на каждом шаге по времени. По известной зависимости $\varepsilon_*(t)$ находим интеграл в левой части уравнения (14). Для того чтобы определить интеграл в правой части (14), путем алгебраизации находим $f(r)$ из интегрального уравнения (11). Вводя векторы $\mathbf{f} = f_k$ и $\mathbf{M}'_{**} = M'_{**k} = \left[\frac{\partial}{\partial z} (M_{**}(r_k, z)) \right]_{z=z_0}$, запишем уравнение (11) в следующем виде: $\hat{\mathbf{L}} \mathbf{f} =$

$I_{**}M'_{**}$, откуда $f = I_{**}\hat{L}^{-1}M'_{**}$. Вектор M'_{**} зависит только от одного параметра z_0 . Поэтому, подставляя найденное значение $f = f_k$ в интеграл в правой части (14) и изменяя начальное расстояние от фольги до источника 7, а следовательно, изменяя M'_{**} , добьемся выполнения этого равенства. Необходимо заметить, что функция $f(r)$, являющаяся точным решением уравнения (11), имеет особенность вида $f(r) \sim \text{const}/\sqrt{R_0 - r}$ на краю диска [6]. Однако при алгебраизации параметр f_k вычисляется как некоторое среднее значение $f(r)$ на отрезке $r_k - \Delta r/2 \leq r \leq r_k + \Delta r/2$:

$$f_k \approx \frac{1}{\Delta r} \int_{r_k - \frac{\Delta r}{2}}^{r_k + \frac{\Delta r}{2}} f(r) dr.$$

Так как этот интеграл всюду ограничен, решение, найденное алгебраизацией (11), особенностей не имеет и асимптотически стремится к точному решению при $\Delta r \rightarrow 0$. Сравнение величин $I_*(t)$, определенных численными расчетами с аналитическими решениями (2), показало, что, когда размеры источников 3, 7 и их расстояния до фольги много меньше диаметра диска, разность решений не превышает 0.3 %.

Таким образом, по зависимости измеренной ЭДС от времени, при $t < \tau_{**}$ проверяется выполнение условия (14) и по отношению напряжений $\varepsilon(\tau_{**} + 0)/\varepsilon(\tau_{**} - 0)$ на скачке в момент времени τ_{**} определяется изменение проводимости фольги.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводили на дисках из медной фольги толщиной 50 мкм, диаметром 10.5, 14, 20 мм. Для варьирования амплитуды давления использовали цилиндрические заряды насыпной плотности из гексогена, аммонита 6ЖВ, смесей аммонита 6ЖВ с содой, а также из пластического ВВ диаметром 80 мм, высотой 200 мм. Источником магнитного поля служили неодимсодержащие постоянные магниты намагниченностью $\approx 10^3$ А/мм, диаметром 3 мм, толщиной 1 мм. Намагниченность каждого магнита измеряли по методике, описанной в [2]. Индукционный датчик представлял собой (2 ÷ 10)-витковую катушку диаметром 15 мм. При волновом сопротивлении измерительного кабеля 50 Ом характерное время разрешения такого датчика $\approx 0.5 \div 10$ нс.

Расстояние от магнитов и датчика до фольги составляло ≈ 10 мм, и выбирали его таким образом, чтобы минимизировать величину выражения в скобках в правой части (13). В качестве инертной среды использовали фторопласт ФТ-4. Массовую скорость u_0 измеряли в предварительных опытах, в которых магнит 3 (см. рис. 1) отсутствовал. Как следует из (12), в этом случае ЭДС пропорциональна u_0 , а коэффициент пропорциональности зависит только от намагниченности источника 7, геометрии источника и датчика, радиуса диска и их взаимного расположения. По ударной адиабате фторопласта [7] определяли давление в ударной волне. После этого эксперимент проводили по схеме, изображенной на рис. 1. Осцилло-

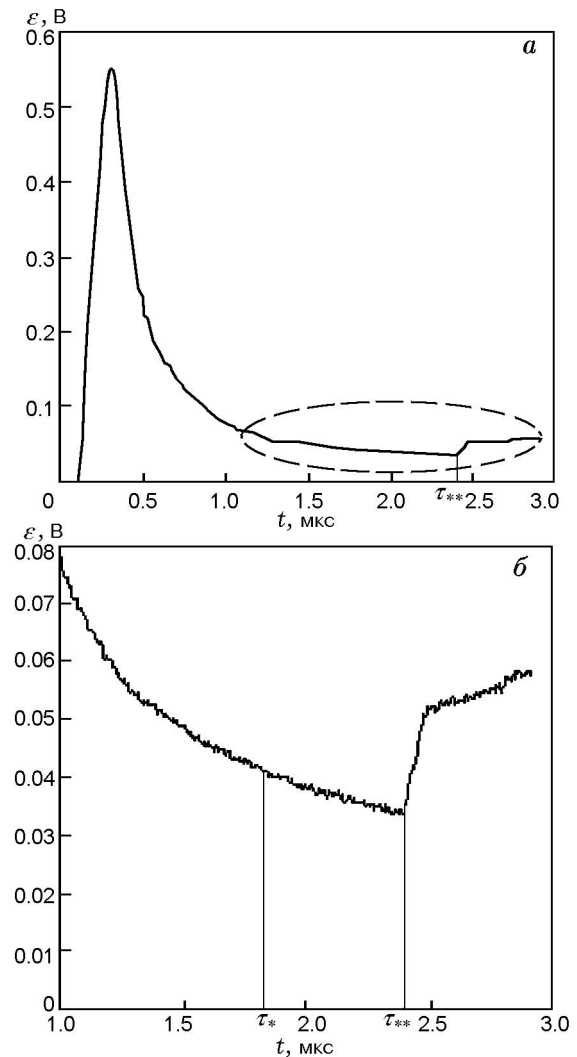


Рис. 2. Осциллограмма ЭДС индукции в датчике (а) и ее фрагмент (б)

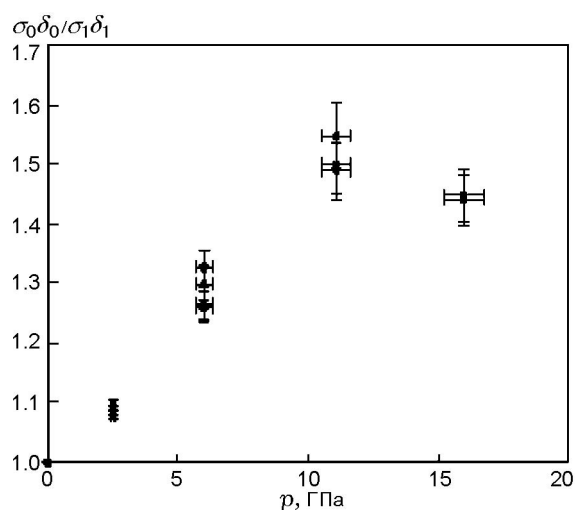


Рис. 3. Зависимость отношения $\sigma_0\delta_0/\sigma_1\delta_1$ от давления

грамма $\varepsilon(t)$ показана на рис. 2, а. Вначале по участку осциллограммы $t < \tau_{**}$ (рис. 2, а, б) из уравнений (18) и (19) определяли зависимость $I_*(t)$ — тока источника 3, где значение $I_*(0)$ взято из опытов по измерению намагниченности магнита 3. По этой зависимости вычисляли момент τ_* обращения тока источника в нуль (см. рис. 2, б). Во всех опытах $\tau_* \approx 1.5 \div 1.7$ мкс. После этого вычисляли интегралы в правой части уравнения (13) и, наконец, по значениям $\varepsilon(\tau_{**} - 0)$, $\varepsilon(\tau_{**} + 0)$, найденным из скачка напряжения на осциллограмме (см. рис. 2, б), где изображен фрагмент осциллограммы $\varepsilon(t)$ вблизи момента времени $t = \tau_{**}$, определяли величину отношения $\sigma_0\delta_0/\sigma_1\delta_1$. Оказалось, что разброс значений этого отношения, найденных при различных диаметрах диска, не превышает погрешности измерений, что подтверждает применимость вышеизложенной теоретической модели к описанию эксперимента. Зависимость этой величины, равной отношению сопротивлений ленты из исследуемого материала до и в момент нагружения, от давления в ударной волне приведена на рис. 3. Как видно из результатов экспериментов, эта зависимость имеет максимум при $p \approx 12$ ГПа, а из-

менение проводимости фольги происходит синхронно с моментом ее нагружения. Эти данные находятся в противоречии с результатами работы [8], в которой указывается на монотонный характер роста сопротивления медной ленты с давлением, причем, по мнению авторов [8], изменение сопротивления происходит с задержкой после скачка давления. Возможно, это объясняется тем, что при контактных измерениях сопротивления датчиками, представляющими собой тонкие (≈ 10 мкм) ленты из меди, существенной оказывается неконтролируемая деформация чувствительного элемента и измерительного контура.

Автор благодарен В. В. Паю за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пай В. В., Кузьмин Г. Е., Гулевич М. А., Лукьянов Я. Л., Яковлев И. В. Метод исследования ударно-волнового нагружения материалов // Изв. Волгоград. техн. ун-та. Сер. Сварка взрывом и свойства сварных соединений. — 2008. — № 3 (41), вып. 3. — С. 73–76.
2. Гулевич М. А., Пай В. В., Яковлев И. В. Метод определения электрической проводимости немагнитных материалов при динамическом нагружении // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 2. — С. 121–127.
3. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. — М.: Наука, 1989. — Т. 1, Т. 2.
4. Смайт В. Электростатика и электродинамика. — М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1982.
7. Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001.
8. Гончаров А. И., Родионов В. Н. Электросопротивление меди и алюминия при ударноволновых нагружениях // 2 Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике»: тез. докл. — Киев, 1985. — С. 72–73.

Поступила в редакцию 22/II 2011 г.