

УДК 531.78.781

**ОБ ЭЛЕКТРОННО-ИНЕРЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ
ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ МЕТАЛЛОВ**

Ю. Г. Кашаев, А. И. Трофимов, М. А. Трофимов

Обнинский институт атомной энергетики,
249020 Обнинск

Рассматривается вопрос о влиянии деформации металла, а также обсуждаются механизмы возникновения ЭДС (тока) при ударном нагружении металла. Экспериментально показано, что роль скорости деформации и эффективной массы является определяющей.

В известных постановках электронно-инерционных опытов измеряют ток, возникающий в цепи при ускорении проводника, составляющего часть этой цепи (эффект Толмена — Стюарта), либо находят ускорение проводника при изменении текущего по нему тока [1]. Результат опытов выражают в терминах стороннего поля $E_{ст}^{ei}$, связанного с ускорением проводника W . Независимо от эффективной массы носителей тока в проводнике, от типа проводимости (электронной или дырочной) поле

$$E_{ст}^{ei} = \frac{m}{e} W \quad (1)$$

(m — масса, e — заряд свободного электрона). Этот вывод подтверждается измерениями в пределах достигнутой в них точности порядка 1 %.

Формулу (1) получают, однако, без всякого учета влияния деформации проводника, возникающей вследствие его ускорения. В [2] показано, что из-за деформации металла в поле силы тяжести в нем возникает электрическое поле Mg/e (M — масса иона металла), на пять порядков превышающее поле mg/e , которое существовало бы в отсутствие деформации. Следовательно, при ускорении проводника должны возникнуть поля MW/e , во много раз превосходящие поле $E_{ст}^{ei}$. В связи с этим в [2] обсуждался вопрос о применимости формулы (1) для описания электронно-инерционных опытов с учетом ускорения и деформации проводника при анализе выражения для плотности тока j_e (при $\omega < \tau_p^{-1}$, $l \ll \Delta L$, $l = V_F \tau_p$, V_F — скорость на поверхности Ферми, τ_p — время релаксации электрона по импульсу, ω , ΔL — частота гармоник и длинноволновая часть спектра волны деформации):

$$j_e = \sigma_{ij}(E_j + e^{-1} \frac{\partial}{\partial x_i} \bar{\lambda}_{kl} U_{kl} + E_{ст}^{ei}) + \Gamma_{ijkl} \frac{\partial \dot{U}_{kl}}{\partial x_i} \quad (2)$$

Здесь E_j — внешнее электрическое поле; σ_{ij} — тензор электропроводности; U — вектор смещения решетки; \dot{U}_{kl} — тензор скорости деформации; $\bar{\lambda}_{kl}$ — усредненное по поверхности Ферми значение потенциала деформации $\lambda_{kl}(\mathbf{p})$, описывающего взаимодействие электрона с деформацией. Тензор

$$\Gamma_{ijkl} = \left(\frac{e}{4\pi^3 \hbar} \right) \int \frac{V_i V_j}{V} \tau_p^2 \Lambda_{kl}(\mathbf{p}) dS_p, \quad (3)$$

где $V(\mathbf{p})$ — скорость электрона с квазиимпульсом \mathbf{p} ; $\Lambda_{kl}(\mathbf{p}) = \lambda_{kl}(\mathbf{p}) - \bar{\lambda}_{kl}$; интегрирование производится по поверхности Ферми.

Поле $\mathbf{E}_1 = e^{-1} \frac{\partial}{\partial x_i} \lambda_{ki} U_{kl}$, фигурирующее в (2), согласно [2], превышает поле $\mathbf{E}_{\text{ст}}^{\text{ei}}$ примерно в $M/m \sim 10^5$ раз. Однако вклада в ток поле \mathbf{E}_1 не дает в том смысле, что оно, в отличие от поля $\mathbf{E}_2 = \sigma_{ij}^{-1} \Gamma_{ijkl} (\partial \dot{U}_{kl} / \partial x_i)$, не создает тока в стержне (цепи) из-за своего потенциального характера, так как компенсируется в металле потенциальным же электрическим полем. Возбуждать ток может лишь деформационное поле \mathbf{E}_2 . Последнее рассматривалось в [3], где авторы обратили внимание на возможность измерять электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{H} поля в опытах по распространению поперечного звука. При ударном нагружении металлического стержня* деформационное поле \mathbf{E}_2 в одномерном случае при $e\Gamma_{1111} \sim \sigma\tau_p m V_F'$, $\Delta x = C\Delta t$ (Δt — длительность переднего фронта импульса деформации $\varepsilon_* = V_*/C$, V_* — скорость решетки, C — стержневая скорость звука) имеет вид

$$\mathbf{E}_2 \simeq \frac{m}{-e} \frac{\tau_p}{\Delta t} \left(\frac{V_F}{C} \right)^2 \mathbf{W}(t).$$

Представляют интерес исследования [6], связанные с возникновением ЭДС в металлических стержнях при их ударном нагружении в условиях разомкнутой электрической цепи. В этих опытах кристаллическая решетка в области фронта ударной волны испытывает как сжатие (растяжение), так и ускорение, приводящее вследствие инерции носителей тока к возникновению стороннего электрического поля, которое создает плотность тока $\mathbf{j}(t)$, определяемого величиной ускорения решетки \mathbf{W} и деформационной эффективной массой m^* :

$$\mathbf{E}_{\text{ст}}(t) = \sigma^{-1} \mathbf{j}(t) = \frac{m^*}{-e} \frac{\partial \varepsilon_*}{\partial t} \mathbf{C} = \frac{m^*}{-e} \mathbf{W}(t).$$

Нетривиальность этого вывода состоит в том, что в опытах Толмена — Стюарта стороннее поле $\mathbf{E}_{\text{ст}}^{\text{ei}}$ определяется массой свободного электрона m , потому что кристаллический потенциал не влияет на силу инерции [1].

Значения деформационной эффективной массы носителей тока m^* , найденные в эксперименте с ударным сжатием и растяжением, хорошо согласуются с известными результатами [7].

Для реальных параметров [6] $V_F = 10^6$ м/с, $C = 5 \cdot 10^3$ м/с, $\Delta t = 4 \cdot 10^5 \tau_p$, $m^* = 10m_0$ имеем $\mathbf{E}_2 \simeq \mathbf{E}_{\text{ст}}^{\text{ei}} = (m^*/-e)\mathbf{W}$, т. е. при $\Delta t = 30 \cdot 10^{-6}$ с, $\tau_p = 10^{-10}$ с [см. 3, 6] стороннее поле $\mathbf{E}_{\text{ст}}^{\text{ei}}$ по порядку величины сравнимо с полем \mathbf{E}_2 , а при $m^* = m_0$, $\Delta t = 4 \cdot 10^4 \tau_p$ поле \mathbf{E}_2 и поле Толмена — Стюарта $\mathbf{E}_{\text{ст}}^{\text{ei}}$ одного порядка.

При наличии стороннего электрического поля $\mathbf{E}_{\text{ст}} = (m^*/-e)(\partial \varepsilon_*/\partial t)\mathbf{C}$ кинетическое уравнение для электронов может быть записано в виде

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) e V \mathbf{E}_{\text{ст}} + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{ст}} = 0,$$

плотность тока

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}_{\text{ст}},$$

* Возникновение тока в металлическом стержне рассматривалось в работе [4] на основе пьезогальванического эффекта [5]. Однако легко показать, что стороннее поле при этом эффекте \mathbf{E}_* идентично потенциальному полю $\mathbf{E}_1 = e^{-1} (\partial / \partial x_i) \bar{\lambda}_{ki} U_{kl}$ и поэтому не создает тока в стержне. Действительно, согласно [4], пьезогальваническое поле имеет вид $\mathbf{E}_* = (2/3)(\varepsilon_F / e n_0) \text{grad } n_1$ (n_0 — плотность ионов и электронов, n_1 — плотность ионов). С другой стороны, поле $\mathbf{E}_* \sim e^{-1} \varepsilon_F / \tau \sim (\partial / \partial x_i) \bar{\lambda}_{ki} U_{kl} = \mathbf{E}_1$.

условие квазинейтральности заряда

$$\left(\frac{Z}{M}\right)\rho_l = \langle f \rangle, \quad (4)$$

где $f = f_0(\varepsilon - \mu(r, t))$ — локально-равновесная функция; f_0 — фермиевская функция; Z — суммарный заряд ионов элементарной ячейки; M — масса ионов; ρ_l — плотность решетки; μ — химический потенциал. Зависимость μ от координат и времени определяется условием квазинейтральности (4); $[\partial f / \partial t]_{\text{ст}}$ — интеграл столкновений; ε — энергия носителей.

Измеряя количество электричества $\int i dt$, прошедшее через поперечное сечение стержня S за время $\Delta\tau$ ($\Delta\tau$ — длительность переднего фронта деформации), а также величину деформации стержня $\varepsilon_*(x, t)$, можно по известным значениям σ , S , C (см. также [8]) определить отношение $m^* / -e$:

$$\varepsilon_*(x, t) = \frac{e}{\sigma m^* S C} \int_0^{\tau} i(t) dt.$$

Как видно, измеряемые в опытах токи, согласно [6, 8–13], зависят от деформационной эффективной массы электрона, характеризующей влияние потенциала решетки на силу инерции. Что же касается поведения носителей тока, то динамика их может быть описана, как и в [1], квазиклассическим уравнением движения

$$m_* \frac{dV}{dt} = e(E_j + e^{-1}[V, H] + E_{\text{ст}})$$

($e < 0$, m_* — динамическая эффективная масса), а кинетические коэффициенты (постоянная Холла, магнетосопротивление, термоЭДС и т. д.) могут быть найдены из кинетического уравнения, которое содержит наряду с другими полями поле $E_{\text{ст}}(t)$.

В приближении динамической эффективной массы m_* все динамические и кинетические характеристики электронов при наличии сил $m^* C \partial \varepsilon_* / \partial t$, описываемых полем $E_{\text{ст}}(t)$, выражаются через динамическую эффективную массу, само же поле $E_{\text{ст}}$ определяется, в отличие от поля Толмена — Стюарта, деформационной эффективной массой. Таким образом, тот факт, что действие силы $m^* C \partial \varepsilon_* / \partial t$ сводится к действию стороннего поля $E_{\text{ст}}$, позволяет описать движение носителей заряда в ударно-нагруженном металле так же, как в электронно-инерционных опытах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цидильковский И. М. Электроны и дырки в поле сил инерции // Успехи физ. наук. 1975. Т. 115, № 2. С. 321–331.
2. Гинзбург В. Л., Коган Ш. М. Об электронно-инерционных опытах // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, вып. 3(9). С. 1177–1180.
3. Леонтович М. А., Хаит В. Д. О возможности экспериментального измерения электромагнитных полей, возникающих в металле при распространении в нем поперечных ультразвуковых волн // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, № 10. С. 1177–1180.
4. Алексеев О. Г., Лазарев С. Г., Приемский Д. Г. К теории электромагнитных эффектов, сопровождающих динамическую деформацию металлов // ПМТФ. 1984. № 4. С. 145–147.
5. Гуревич Л. Э. О некоторых электроакустических эффектах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1957. Т. 21, № 1. С. 112–119.

6. Злобин А. М., Кашаев Ю. Г., Новиков С. А. О генерации электрических сигналов в упругих волнах, распространяющихся в металлических стержнях // ПМТФ. 1981. № 2. С. 108-112.
7. Daunt T. G. The electronic specific heat in metals // Progress in Low Temperature Physics. Amsterdam: North-Holland, 1955. V. 1. P. 202-203.
8. А. с. 1498204 СССР. Способ определения эффективной массы носителей тока в металле и сплавах / Ю. Г. Кашаев // Открытия. Изобрет. 1989. № 28.
9. А. с. 1383966 СССР. Способ определения деформаций металлического образца при ударном воздействии / Ю. Г. Кашаев // Открытия. Изобрет. 1988. № 11.
10. А. с. 1228608 СССР. Способ определения напряжений и деформаций при возбуждении ударной нагрузки в металлическом образце / Ю. Г. Кашаев // Открытия. Изобрет. 1986. № 16.
11. А. с. 620849 СССР. Способ измерения параметров ударного процесса на металлическом образце / Ю. Г. Кашаев // Открытия. Изобрет. 1980. № 2.
12. Кашаев Ю. Г. Об электронно-инерционном эффекте в технической диагностике оборудования АЭС // Неразрушающие физические методы контроля: Тез. докл. 12-й Всесоюз. науч.-техн. конф. Свердловск, 1990. Т. 6.
13. Trofimov A. I, Kaschaev J. G. Der Einsatz äusserer elektrischer Felder zur Bestimmung der Zuverlässigkeit — Charakteristiken von Konstruktionsmaterialien für KKW // XXII Kraftwerktechnischen Kolloquium, Oktober 1990, Dresden.

*Поступила в редакцию 25/V 1993 г.,
в окончательном варианте — 31/I 1994 г.*
