

УДК 620.186.4+537.311

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ

В. Н. Родионов, А. И. Гончаров

*Институт динамики геосфер РАН,
117334 Москва*

Результаты измерения электросопротивления медных и алюминиевых проводников при воздействии плоской ударной волны, а также анализ зависимости электросопротивления от гидростатического давления и теоретической температурной зависимости электросопротивления позволили выявить роль дефектообразования вследствие пластического деформирования металла и определить его вклад в увеличение электросопротивления металла. Установлено, что концентрация дефектов зависит от градиента давления в плоской ударной волне.

Неупругое деформирование металлов приводит к образованию множества дефектов, что может влиять на свойства металлов. При воздействии ударной волны (УВ) на металлический проводник изменение его сопротивления заметно отличается от такового при воздействии такого же гидростатического давления. Это можно видеть даже тогда, когда вокруг проводника находится жидкость. В [1] манганиновую проволоку помещали в образец из полимеризованной эпоксидной смолы (которая при давлении $p > 1$ ГПа ведет себя как жидкость), сборку подвергали воздействию плоской УВ. Изменение сопротивления проволоки в этом случае было иным, чем при гидростатическом нагружении. Это отличие в [1] отнесено к эффектам, связанным с пластической деформацией проводника.

Существуют и другие исследования, где обнаружены такие же эффекты. В этом ряду можно считать классической работу [2] по измерению сопротивления серебряной фольги при ударно-волновом нагружении, где показано не только существенное отличие динамического изменения сопротивления от гидростатического, но и оценено количество возникающих дефектов в зависимости от давления ударного скачка.

В данной статье рассматривается градиент давления в УВ как параметр, характеризующий пластическую деформацию материала. Градиент давления в УВ определяет не только скорость нагружения, но и направление одноосного сжатия в плоской УВ. В процессе ударно-волнового нагружения определялось изменение сопротивления проводников из меди и алюминия, помещенных внутри опытной сборки из органического стекла так, чтобы они оказывались в плоскости фронта воздействующей на них УВ. Зависимость электросопротивления этих проводников от гидростатического давления известна [3].

Температурная зависимость сопротивления чистых (не сплавов) металлов дается теорией Блоха — Грюнайзена [4]. Согласно теории и в приближениях, принятых в работе [2], относительное сопротивление проводника представляется в виде произведения функции удельного объема проводника на отношение температуры к начальной температуре проводника:

$$\frac{R}{R_0} = \varphi(v) \frac{T}{T_0}. \quad (1)$$

Для представления сопротивления проводника через независимые переменные — давление p и температуру T — разложим равенство (1) в ряд по p до члена, пропорционального третьей степени давления, по ΔT — до члена, пропорционального квадрату изменения температуры и смешанной производной по p и ΔT . Коэффициенты при степенях p соответствуют коэффициентам кубического полинома зависимости сопротивления проводника от гидростатического давления [3]. Остальные члены разложения могут быть приближены к температурным коэффициентам сопротивления α_R :

$$\frac{R}{R_0} = 1 + a_1 p + a_2 p^2 + a_3 p^3 + \alpha_R \Delta T, \quad (2)$$

где a_1, a_2, a_3 — коэффициенты кубического полинома зависимости сопротивления проводника от гидростатического давления. Изменение температурного коэффициента сопротивления α_R во всем диапазоне p и T описываемых экспериментов составляет $\sim 10\%$. Предполагаемое постоянство α_R основано на взаимной компенсации влияний на коэффициент одновременного изменения давления и температуры при адиабатическом сжатии.

При воздействии УВ температура проводника возрастает в результате адиабатического сжатия, затем изменяется как адиабатически вследствие роста давления, так и вследствие теплообмена со средой. Расчет адиабатического нагрева проводника проведен методом, изложенным в [5], а его теплообмен со средой рассматривается как граничное условие уравнения теплопроводности среды, окружающей тонкий металлический проводник. Теплопроводность самого проводника считается бесконечно большой. Для фольгового проводника получено решение в виде ряда по степеням $(\sqrt{t})^n$, где t — текущее время, которое согласуется с точным решением задачи теплообмена фольгового проводника со средой [6] при $t > 0,5 \cdot 10^{-6}$ с. Можно показать, что температура фольгового и проволочного проводников благодаря теплообмену со средой во времени меняется в первом приближении следующим образом:

$$T = T_c - (T_0 - T_a)(1 - 2\lambda\sqrt{t}), \quad (3)$$

где T_c — температура ударно-сжатой среды (оргстекла); T_a — температура адиабатического сжатия проводника. Коэффициент λ определяется из соотношения

$$\lambda = \frac{\rho c}{\rho_m c_m} \frac{S}{V} \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}. \quad (4)$$

Здесь ρ, ρ_m — плотности среды и проводника; c, c_m — удельные теплоемкости среды и проводника; α — температуропроводность среды; S/V — отношение площади контактов проводника со средой к объему проводника: для фольгового и проволочного проводников $S/V = 2/\delta$ и $2/R$ соответственно (δ — толщина фольги, R — радиус проволочного проводника).

Формула (3) с достаточной точностью описывает температуру проводника в среде в процессе их теплообмена в интервале времени $10^{-6} < t < 10^{-5}$ с.

На рис. 1 в зависимости от амплитуды давления УВ сплошными линиями показаны температуры ударно-сжатого оргстекла, адиабатического сжатия медного и алюминиевого проводников, штриховыми — зависимости температуры проводника с учетом его теплообмена со средой.

В опытной сборке кроме исследуемого проводника находились манганиновый датчик давления. По его показаниям (рис. 2) определялись амплитуда ударного скачка и первая производная по времени изменения давления за фронтом УВ.

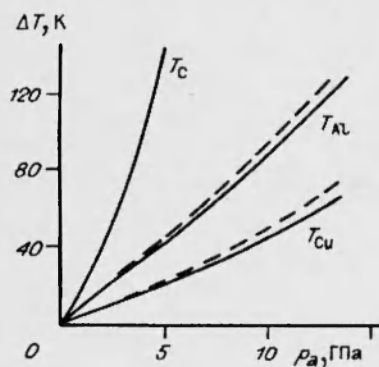


Рис. 1. Зависимость температуры оргстекла T_c , медного T_{Cu} и алюминиевого T_{Al} проводников от амплитуды давления ударной волны.

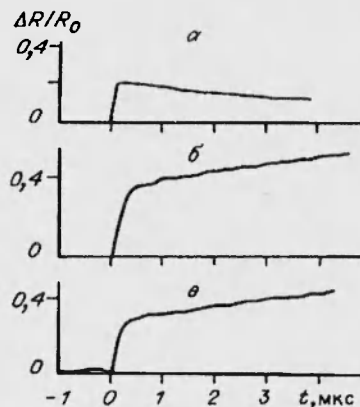


Рис. 2. Изменение сопротивления манганинового датчика давления (а), медного (б) и алюминиевого (в) проводников под действием ударной волны в оргстекле.

Изменение сопротивления исследуемого проводника выразим суммой конечного изменения сопротивления на фронте и во времени за фронтом УВ. Коэффициент второго члена этой суммы представим в виде

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR}{dt} = \frac{1}{R_0} \left(\frac{\partial R}{\partial p} \right)_T \frac{dp}{dt} + \frac{dT}{dt}. \quad (5)$$

Производная температуры по времени складывается из адиабатической и теплообменной составляющих:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_a}{p_a} \frac{dp}{dt} + \frac{\lambda(T_c - T_a)}{\sqrt{t}}. \quad (6)$$

Здесь T_a и p_a — амплитудные значения параметров проводника на фронте УВ. Теплообменная составляющая имеет значительную величину при $t < 1$ мкс. Далее во времени она слабо меняется, поэтому в расчетах производную температуры по времени (6) считаем постоянной (T'_1) и равной значению производной (6) при $t = 1$ мкс.

Экспериментальные значения производной давления по времени за фронтом УВ нанесены кружками на рис. 3, а. Для вычисления T'_1 в каждом опыте в равенство (6) подставляется соответствующее значение производной давления по времени, которую можно записать в виде функции амплитуды давления УВ:

$$\frac{dp}{dt} = -Kp_a - \delta p_a^2 \quad (7)$$

с коэффициентами $K = 0,1 \text{ мкс}^{-1}$, $\delta = 4 \cdot 10^{-3} \text{ 1/(мкс} \cdot \text{ГПа)}$. На рис. 3, а нанесены также частные производные сопротивления медного и алюминиевого проводников по давлению, вычисляемые из (2). Сплошными линиями эти зависимости обозначены в диапазоне давлений до 10 ГПа, где имеются экспериментальные данные [3], штриховое продолжение зависимости при $p > 10$ ГПа соответствует интерполяционной формуле (2), построенной на основе экспериментальных данных.

Опытное значение временной производной сопротивления проводника за фронтом УВ измерялось по осциллограмме в интервале $1 < t < 2$ мкс, где сопротивление проводника изменяется практически линейно. Из опытного значения величины $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ вычтем первое слагаемое правой части ра-

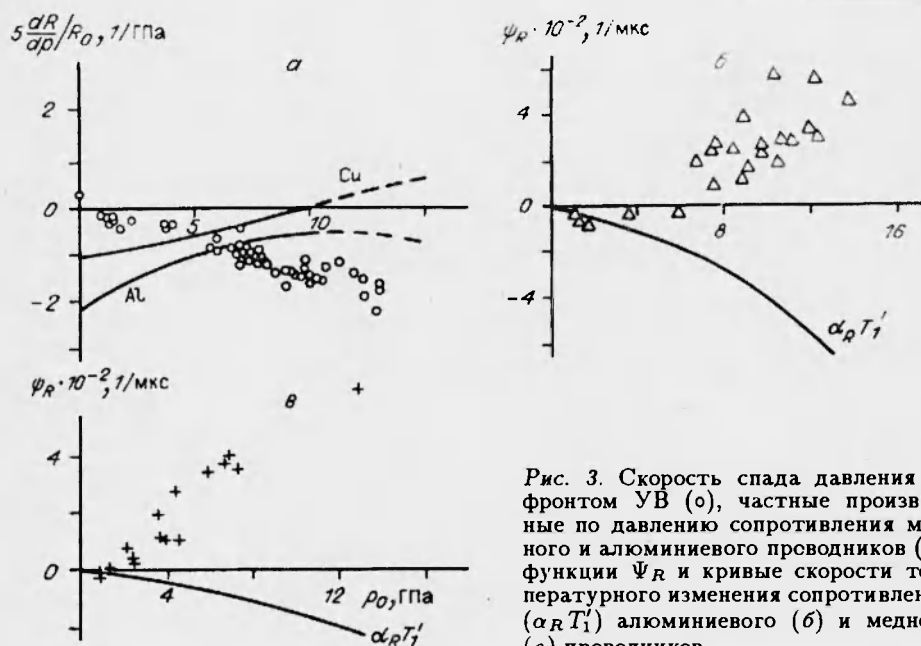


Рис. 3. Скорость спада давления за фронтом УВ (о), частные производные по давлению сопротивления медного и алюминиевого проводников (а), функции Ψ_R и кривые скорости температурного изменения сопротивления ($\alpha_R T_1'$) алюминиевого (б) и медного (в) проводников.

венства (5), обозначив эту функцию Ψ_R . Если сопротивление проводника зависит только от давления и температуры, то, как следует из (5), должно иметь место равенство $\Psi_R = \alpha_R T_1'$.

Из рис. 3, б, в видно, что указанные величины близки друг другу лишь при давлениях УВ ниже 1,5 ГПа, с ростом p_a они существенно отличаются. Эта разница может быть следствием пластического деформирования проводника в фазе разгрузки УВ.

Учесть влияние пластической деформации на сопротивление проводника можно, добавив к равенству (2) член R_d . Дополнительное сопротивление обусловлено возникновением дефектов в кристаллической решетке металла проводника при пластическом деформировании. Назовем R_d сопротивлением дефектообразования. Сопротивление проводника можно представить суммой сопротивления (2) и R_d при фиксированной температуре, а именно при температуре ударного сжатия. Сопротивление дефектообразования зависит в основном от длины свободного пробега электрона так, что изменение сопротивления дефектообразования должно быть пропорционально изменению концентрации дефектов n_d :

$$dR_d = \frac{R_{d,a}}{n_{d,a}} dn_d, \quad (8)$$

где $n_{d,a}$ и $R_{d,a}$ — концентрация образовавшихся дефектов в результате воздействия фронта УВ и сопротивление дефектообразования, обусловленное этой концентрацией.

Итак, разница между Ψ_R и $\alpha_R T_1'$ рассматривается теперь как скорость роста сопротивления дефектообразования:

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR_d}{dt} = \Psi_R - \alpha_R T_1'. \quad (9)$$

Эту величину сравним с градиентом давления в УВ за фронтом, вычи-

сленным по формуле

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{D} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{2(Kp_a + \delta p_a^2)}{C(1 + \sqrt{1 + 4Sp_a/(\rho_0 C^2)}), \quad (10)$$

где ρ_0 — начальная плотность оргстекла; C и S — коэффициенты ударной адиабаты оргстекла вида $D = C + Su$; u — массовая скорость среды; D — скорость фронта УВ.

На рис. 4 нанесена кривая (10), а также точки, вычисленные на основе экспериментальных данных, значения которых пропорциональны скорости роста сопротивления дефектообразования (9): т. е. равенство (9) поделено на постоянную M_d . Для медного и алюминиевого проводников $M_d = 250$ и 300 м/(с·ГПа).

Следует учесть, что градиент давления не в полной мере характеризует пластическое деформирование проводника. Так, в работе [1] показано, что сопротивления марганца в динамике и в гидростатике при $p_a < 1$ ГПа практически совпадают. В этом диапазоне давлений УВ проводник также испытывает пластическую деформацию, но величина ее незначительна. На основе проведенных исследований тензометрических свойств марганциновой проволоки в УВ [7] показано, что существенную роль играет соотношение скорости фронта УВ D и скорости объемных звуковых волн в марганце. Когда скорость фронта волны меньше скорости объемных звуковых волн в металле, осуществляется квазигидростатический режим нагружения и пластические деформации существенно уменьшаются. На рис. 4 видно, что скорость роста сопротивления дефектообразования медного проводника пропорциональна градиенту давления в сверхзвуковом режиме нагружения, т. е. при $p > 4$ ГПа.

Скорость распространения УВ в оргстекле сравнивается со скоростью объемных звуковых волн в алюминии при $p \approx 9$ ГПа, поэтому на рис. 4 для алюминиевых проводников наблюдается процесс перехода из квазигидростатического режима нагружения (разгрузки) в динамический, который достигается на верхнем пределе диапазона экспериментальных давлений УВ.

В сверхзвуковом режиме скорость роста сопротивления дефектообразования пропорциональна градиенту давления. Учитывая (8), получим

$$\frac{dn_d}{dt} = \frac{R_0}{R_{n,a}} n_{d,a} M_d \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (11)$$

Закономерность (11) используем для определения концентрации дефектов, возникающих в металле в результате воздействия фронта УВ на проводник. Интегрируя по времени (11), в левой части получим $n_{d,a}$, которая сократится с такой же величиной в правой части. Полученное соотношение будет описывать относительное изменение сопротивления дефек-

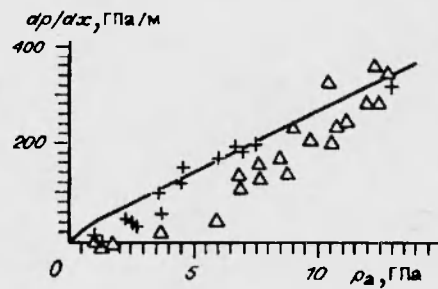


Рис. 4. Градиент давления за фронтом плоской УВ с амплитудой p_a и отношение скорости роста сопротивления дефектообразования к константе M_d для медного (+) и алюминиевого (Δ) проводников.

тообразования на фронте УВ:

$$\frac{R_{д.а}}{R_0} = M_{д} \int_0^{\tau} \frac{\partial p}{\partial x} dt. \quad (12)$$

Интеграл в (12) вычисляется как произведение среднего значения подынтегральной функции на интервал интегрирования. Можно определить средний градиент давления как отношение амплитуды давления p_a к толщине проводника, тогда время τ есть отношение толщины проводника к скорости распространения фронта волны в металле. Средний градиент давления можно представить отношением амплитуды давления к ширине фронта, а время τ — отношением ширины фронта к скорости распространения фронта в металле. В обоих случаях результат одинаков:

$$\frac{R_{д.а}}{R_0} = \frac{M_{д} p_a}{C(1 + S p_a / \rho_0 \cdot C^2)}, \quad (13)$$

где ρ_0 — начальная плотность меди; C и S — коэффициенты ударной адиабаты меди вида $D = C + Su$. Для металлов волны с амплитудами до 15 ГПа слабые, поэтому в (13) используется линейное приближение зависимости $D(p_a)$.

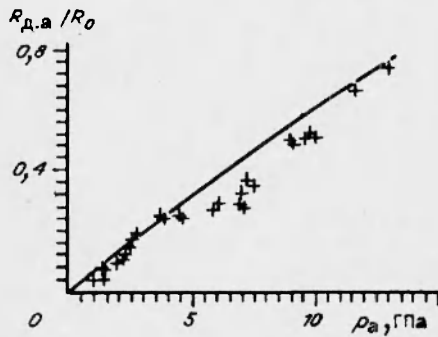


Рис. 5. Сопротивление дефектообразования медного проводника при воздействии ударного фронта с давлением p_a .

На рис. 5 нанесена зависимость (13). Экспериментальные точки находились как разность между относительным изменением сопротивления медных проводников на фронте УВ (график зависимости опубликован в [8]) и относительным изменением сопротивления медного проводника под воздействием гидростатического давления, равного величине давления ударного скачка и нагретого до температуры ударного сжатия. Последнее вычисляется из соотношения (2). Расчетная кривая

и экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются, что подтверждает найденную закономерную связь между градиентом давления и скоростью роста концентрации дефектов кристаллической структуры медного проводника. Электрическое сопротивление медного проводника при воздействии фронта УВ, распространяющейся в окружающий проводник среде так, что проводник вдоль своей оси не деформируется, может быть выражено формулой, состоящей из выражения (2) с дополнительным слагаемым (13).

На примере медного проводника показано, что путем регистрации электрического сопротивления можно контролировать не только термодинамические параметры, но и дефектность кристаллической решетки, возникающую при пластическом деформировании. Обнаруженная в опытах зависимость изменения дефектности от скорости нагружения открывает новые методические возможности исследования кинетики перестройки структур деформируемого металла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee L. M. Nonlinearity in the piezoresistance coefficient of impact-loaded manganin // J. Appl. Phys. 1973. V. 44, N 9. P. 4017-4022.
2. Dick J. J., Styris D. L. Electrical resistivity of silver foils under uniaxial shock-wave compression // J. Appl. Phys. 1975. V. 46, N 4. P. 1602-1617.
3. Лоусон А. У. Влияние гидростатического давления на электрическое сопротивление металлов // Успехи физики металлов. М.: Металлургиздат, 1960. Т. 3. С. 7-52.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Физматгиз, 1963. С. 304-350.
5. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.
6. Urtiew P. A., Grower R. Temperature deposition caused by shock interactions with material interfaces // J. Appl. Phys. 1974. V. 45, N 1. P. 140-145.
7. Родионов В. Н., Гончаров А. И. Возможности тензометрии в процессах ударного сжатия // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 2. С. 116-120.
8. Гончаров А. И., Родионов В. Н. Электросопротивление меди и алюминия при ударно-волновых нагружениях // Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике». Киев, 1985. С. 72-73.

Поступила в редакцию 1/III 1994 г.
