

ричным колебанием, взаимодействующим с электронным переходом с переносом заряда [13]. Не отрицая моделей [9, 12, 13], заметим, что не исключена возможность объяснения природы линии  $565 \text{ см}^{-1}$  ( $0.07 \text{ эВ}$ ), активной в поляризации  $E \parallel C$ , как электронного перехода из заполненных состояний зоны  $A_2$  (рис. 2) в пустые состояния  $A_1$  в области уровня Ферми  $E_F$ . В таком случае падение интенсивностей линий  $0.07$  и  $0.6 \text{ эВ}$  с уменьшением содержания кислорода (и соответственно концентрации свободных носителей) можно объяснить либо подъемом  $E_F$  выше зоны  $A_1$ , либо радикальной перестройкой зонной схемы (рис. 2), рассчитанной для металлического состояния, при переходе к диэлектрической фазе.

Авторы выражают благодарность Е. Г. Максимова за полезные обсуждения данной работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Bozovic I., Kirillov D., Kapitulnik A. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 19. P. 2219—2221.
- [2] Lu F., Perry C. H., Chen K. e. a. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 3. P. 396—402.
- [3] Eklund P. C., Rao A. M., Lehman G. W. e. a. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 3. P. 389—395.
- [4] Gervais F., Echegut P., Bassat J. M. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 16. P. 9364—9372.
- [5] Nichol A. C., Pratt F. L., Hayes W. e. a. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. N 3. P. 403—408.
- [6] Tanaka J., Shimada M., Mizutani U. e. a. // Phys. C. 1988. V. 153—155. P. 1752—1755.
- [7] Schlesinger Z., Collins R. T., Kaiser D. L. e. a. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 17. P. 1958—1961.
- [8] Geserich H. P., Koch B., Scheiber G. e. a. // Europhys. Lett. 1988. V. 6. N 3. P. 277—282.
- [9] Ruani G., Tallani C., Zamboni R. e. a. // Phys. C. 1988. V. 153—155. P. 645—646.
- [10] Krakauer H., Pickett W. E., Cohen E. // J. Supercond. 1988. V. 1. N 1. P. 111—141.
- [11] Mattheiss L. F., Hamann D. R. // Sol. St. Comm. 1987. V. 63. N 5. P. 395—399.
- [12] McCarty K. F., Hamilton J. C., Shelton R. N. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 4. P. 2914—2917.
- [13] Sood A. K., Sankaran K., Hariharan Y. e. a. // J. Phys. 1988. V. 31. N 5. P. 389—397.

Институт физики твердого  
тела АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
19 октября 1989 г.

УДК 669.71 : 539.382. : 537.39

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

## К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

*О. А. Троцкий, Ю. В. Никитенко*

Электронно-пластический эффект (ЭПЭ) представляет собой пластификацию деформируемого металла под влиянием электрического тока, сопровождаемую теми или иными тепловыделениями. Для реализации ЭПЭ требуется одновременное действие тока высокой плотности и механических напряжений выше предела текучести. На диаграммах растяжения или сжатия фиксируются сбросы механической нагрузки или скачки деформирующего усилия [1, 2]. Они являются результатом удлинений (или укорочений в случае сжатия) образцов под действием импульсов тока, которые, вообще говоря, могут включать в себя, помимо ЭПЭ, и тепловую дилатацию (удлинение), а также поперомоторную часть действия тока.

В связи с этим ниже приводятся рекомендации, как отделить в суммарных скачках деформирующего усилия ту часть эффекта, которая обусловлена ЭПЭ. Если через  $t_2$  обозначить время срабатывания инерционных звеньев испытательной машины ( $\sim 0.3$  с), через  $t_1$  — время, в течение которого происходит поднятие деформирующего усилия на прежний уровень (2—5 с), через  $T$  — время между импульсами, через  $t_u$  — продолжительность импульса тока ( $10^{-4}$  с) и через  $t_c$  — время элементарного скачка деформации ( $10^{-3}$ — $10^{-1}$  с), то для избежания погрешностей, вносимых инструментальными эффектами, должно выполняться соотношение

$$T \gg t_1 > t_2 > t_c > t_u. \quad (1)$$

Небольшой длительности  $t_u$  и малой частоте следования импульсов (большой скважности) отвечает такая ситуация, когда короткий по продолжительности импульс тока  $t_u = 10^{-4}$  с инициирует более продолжительный скачок деформации  $t_c \simeq 10^{-2}$  с. Сохранение левой части соотношения (1) гарантирует корректную регистрацию скачков деформирующего усилия  $\Delta P$ . Инструментальный эффект в этом случае сказывается лишь при скоростях порядка  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  с $^{-1}$ . Для уменьшения влияния собственного магнитного поля тока целесообразно применять симметричный токопровод, а токопроводы делать из мягкого провода. Такой токопровод воспримет на себя действие силы Ампера, и образец не будет испытывать существенных боковых толчков. Подобные толчки сами по себе без какой-либо связи с электронно-пластическим эффектом могут вызывать скачкообразную деформацию образцов. Такое объяснение можно дать, в частности, результатам опытов [3].

При небольшой частоте следования импульсов и при относительно большой их продолжительности скин-эффект (оттеснение тока к поверхности) не играет существенной роли. В опытах [1, 2], а также в экспериментах других авторов [4-6] глубина скин-слоя  $\delta$  соответствовала толщине образцов. Для цинка, например, при  $\rho = 6 \cdot 10^{-6}$  Ом·см имеет место  $\delta \sim \sqrt{c^2 \rho / 2 \pi \omega} \simeq 10^{-1}$  см (здесь  $c$  — скорость света,  $\omega$  — круговая частота), что соответствует диаметру использованных в [1, 2] образцов. Таким образом, можно считать, что ток равномерно проходил по всему сечению образцов. При оценке  $\delta$  анализ Фурье не проводился в силу больших фронтов импульсов и малой частоты следования импульсов.

Другим побочным эффектом является пинч-эффект или пондеромоторное взаимодействие магнитного поля тока с образцом, приводящее к оттеснению тока от поверхности в глубь образца. В радиальном направлении при этом возникают сжимающие напряжения

$$p = \mu H^2 / 8\pi, \quad H = 2I / 10r, \quad p = 1.6 \cdot 10^{-2} \mu (jr)^2, \quad (2)$$

где  $r$  — радиус образца,  $j$  — плотность тока.

Пинч-эффект является масштабным эффектом. Его можно свести к малым значениям, если применять образцы малого радиуса, как было сделано американскими учеными [5]. Второй путь преодоления этого фактора — оставлять пинч-эффект слабо действующим постоянным фоном. Для этого значения  $j$  делают небольшими ( $j = 2.5 \cdot 10^4$  А/см $^2$ ), а частоту следования импульсов  $f$  в процессе опытов не изменяют. Варьируя лишь длительностью импульсов  $t_u$ , в работах [4, 7, 8] добились того, что эффект не превышал  $10^3$  Па. Подобные постоянно присутствующие напряжения не вызывают пластической деформации металла.

Расчет тепловыделений  $\Delta Q$  и прироста температуры  $\Delta T$  в случае действия импульсным током можно производить в адиабатическом приближении

$$\Delta Q = I^2 R t_u, \quad \Delta T' = \Delta Q / CV, \quad (3)$$

где  $R$  — сопротивление образца,  $C$  — удельная теплоемкость,  $V$  — объем образца. Величина  $\Delta T'$  составила 0.6—0.8 К [1, 2].

Вторым способом оценки  $\Delta T$  является прямое измерение нагрева образцов с помощью приваренных тонких дифференциальных термодпар с регистрацией термоэдс фотокомпенсационными микровольтмикроамперметрами типа Ф116/2 или другими высокочувствительными приборами. Точность определения температуры таким способом составляет 0.05—0.07 К [1, 2]. Было установлено, что при охлаждении образцов цинка жидким азотом одиночные импульсы величиной  $(0.4-1.0) \cdot 10^5$  А/см<sup>2</sup> вызывают всплески температур внутри образцов  $\Delta T''$  не более 0.2—0.8 К [1, 2].

Третьим способом нахождения  $\Delta T$  является оценка нагрева образца по величине его теплового удлинения  $\Delta l$  и вызываемого этим удлинением скачка деформирующего напряжения  $\Delta \sigma_{\text{дн}}$ , имеющего, таким образом, дилатационное происхождение. Оценка  $\Delta T$  в этом случае производится по формуле

$$\Delta T''' = \Delta l / \alpha l_0 = \Delta \sigma_{\text{дн}} / \alpha E, \quad (4)$$

где  $\alpha$  — коэффициент термического расширения;  $l_0$  — исходная длина образца;  $E$  — эффективный модуль упругости системы (образец—испытательная машина). Значения  $\Delta \sigma_{\text{дн}}$  находятся на «дне» релаксационных кривых.

Как правило,  $\Delta T''''$  соответствует  $\Delta T''$  и несколько меньше  $\Delta T'$ , поскольку теоретическая оценка  $\Delta T'$  не учитывает теплоотвода в окружающую среду, т. е.

$$\Delta T' > \Delta T'' \approx \Delta T'''. \quad (5)$$

Термическое разупрочнение образцов при действии тока для  $T > 20$  К можно оценить, используя температурную зависимость относительного изменения деформирующего напряжения [10]

$$\frac{1}{\Delta T} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = 0.2 - 0.3 \% \cdot \text{K}^{-1}. \quad (6)$$

Для оценки избирательного действия тока на структурные дефекты (дислокации) важен параметр  $\Delta \rho / N$  — удельное электрическое сопротивление, приходящееся на одну дислокацию;  $N$  — плотность дислокаций. Параметр  $\Delta \rho / N$  входит в формулу для транспортного сечения рассеяния на дислокациях

$$\sigma_{\text{тр}} = N l_{\text{тр}} = n e^2 \Delta \rho / p_F N, \quad (7)$$

где  $l_{\text{тр}}$  — длина свободного пробега электронов,  $n$  — концентрация свободных электронов,  $p_F$  — фермиевский импульс. Указанное сечение в случае меди равно  $\sim 13$ , а параметр  $\Delta \rho / N$  равен примерно  $2.2 \cdot 10^{-19}$  Ом·см<sup>3</sup> [11]. Согласно [12], для винтовых дислокаций  $\Delta \rho / N = 0.26 \cdot 10^{-20}$  Ом·см<sup>3</sup> и для краевых в направлении скольжения  $0.44 \cdot 10^{-22}$  Ом·см<sup>3</sup>, а перпендикулярно к плоскости скольжения  $1.32 \cdot 10^{-20}$  Ом·см<sup>3</sup>.

Наконец, для оценки  $\Delta \rho / N$  можно воспользоваться также эмпирической формулой  $\Delta \rho = 0.01 \varepsilon^2$  прироста электрического сопротивления меди от величины деформаций  $\varepsilon$  [12]. При  $\varepsilon = 0.15$  получается  $\Delta \rho = 2.25 \cdot 10^{-10}$  Ом·см или (при  $N = 10^{10}$  см<sup>-2</sup>)  $\Delta \rho / N = 2.25 \cdot 10^{-20}$  Ом·см<sup>3</sup>. Таким образом, величина  $\sim 10^{-20}$  Ом·см<sup>3</sup> для меди является наиболее вероятным значением параметра  $\Delta \rho / N$ . Для цинка, учитывая, что  $\Delta \rho_{\text{Zn}} = 3.5$ , можно принять  $\Delta \rho / N = 3.5 \cdot 10^{-20}$  Ом·см<sup>3</sup>. Тогда, используя значения активационного объема  $V_a = 7 \cdot 10^{-20}$  см<sup>3</sup> при 78 К и теплоемкости  $C = 1.7$  Дж/см<sup>3</sup>·К, длины дислокационного сегмента  $\Delta l = (1.5 \div 5.0) \cdot 10^{-5}$  см, плотности тока  $j = 2 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> и длительности импульсов  $\tau = 10^{-4}$  с, находим, что тепловыделения и температура в ядре дислокации равны  $\Delta Q = 2 \cdot 10^{-20}$  Дж и  $\Delta T = 0.17 \div 0.20$  К. Полученные невысокие значения  $\Delta Q$  и  $\Delta T_x$  показывают, что локальные термически активируемые превращения заблокированных дислокаций в скользящие могут не играть существенной роли. Отметим также, что оценка локального повышения температуры  $\Delta T_x$  незначительно отличается от интегрального значения  $\Delta T$ . Это объясняется тем, что время рассасывания тепла  $t$  от отдельных структурных дефектов, расстоя-

ние между которыми  $\mathcal{L} \sim N^{1/2} \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$  м, много меньше, чем длительность отдельных импульсов  $t_u$ . Действительно, при коэффициенте температуропроводности  $\lambda = 10^{-2} \div 10^{-1}$  м<sup>2</sup>/с для  $t$  получается значение  $t \sim \mathcal{L}/\lambda = (10^{-12} - 10^{-10}) / (10^{-2} - 10^{-1}) = (10^{-10} - 10^{-9})$  с, что меньше, чем длительность импульса  $t_u = 10^{-4}$  с.

Детальный учет рассмотренных в настоящей работе инструментальных и других побочных эффектов необходим при постановке новых экспериментов при уточнении механизма электронно-пластического эффекта в условиях продолжающейся дискуссии по этому явлению.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Троицкий О. А. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 1. С. 18—20.
- [2] Троицкий О. А., Розно А. Г. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 1. С. 203—210.
- [3] Климов К. М., Новиков И. И. // Изв. АН СССР, металлы. 1983. № 3. С. 155—158.
- [4] Лебедев В. П., Хоткевич В. И. // ФММ. 1982. Т. 54. № 2. С. 353—360.
- [5] Okazaki K., Kagawa M., Conrad H. // Ser. Metal. 1978. V. 12. N 11. P. 1063—1068.
- [6] Varma S., Cornwell L. // Ser. Metal. 1979. V. 13. N 10. P. 733—738.
- [7] Троицкий О. А., Калымбетов П. У. // ФММ. 1981. Т. 51. № 5. С. 1056—1059.
- [8] Троицкий О. А., Спицин В. И., Стащенко В. И. // Изв. АН СССР, металлы. 1982. № 1. С. 160—166.
- [9] Ажива В. И., Гуменюк В. С., Лебедев С. В. // ФММ. 1971. Т. 32. № 3. С. 652—656.
- [10] Бобров В. С., Осипьян Ю. А. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 11. С. 3266—3268.
- [11] Гантмахер В. Ф., Гаспаров В. А., Кулеско Г. И., Матвеев В. Н. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. № 5 (11). С. 1752—1760.
- [12] Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., 1967. 654 с.

Московский институт  
химического машиностроения  
Москва

Поступило в Редакцию  
14 декабря 1988 г.  
В окончательной редакции  
20 октября 1989 г.

УДК 538.913.08

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

### ПРИМЕСНЫЕ ИОНЫ $\text{Fe}^{2+}$ , $\text{Fe}^{3+}$ В КРИСТАЛЛАХ $\text{MF}_2$ ( $\text{M}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ )

С. А. Саттаров, У. Ю. Юлдашев, В. М. Рейтеров, Л. М. Трофимова

Кристаллы со структурой флюорита  $\text{MF}_2$  ( $\text{M}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ ) с примесями ионов группы железа являлись предметом многочисленных исследований [1]. Однако в настоящее время сведения о состоянии ионов железа в  $\text{SrS}_2$  и  $\text{BaF}_2$  отсутствуют. Между тем такие данные позволили бы составить общую картину образования примесных центров ионов железа в ряду изоструктурных кристаллов  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ . Применение в данном случае эффекта Мессбауэра, кроме традиционно употребляемых методов (ЭПР, оптика), может намного облегчить задачу исследования.

В настоящей работе приведено изучение методом эффекта Мессбауэра кристаллов  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ :  $\text{MF}_2$  ( $\text{M}=\text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ ). Монокристаллы  $\text{MF}_2$  с примесью  $^{57}\text{FeF}_3$  с различной концентрацией (до 3 мол% по шихте) выращивались по методу Бриджмена—Стогбаргера в условиях ГОИ. Спектры ЯГР снимались в режиме постоянных ускорений на стандартном спектрометре КФКИ(ВНР) на базе многоканального анализатора NTA-1024. Для оптимальной съемки спектров и удобного сравнения их между собой поглотители готовились в виде порошков в кювете толщиной  $t=2/\mu_e$  [2], где  $\mu_e$  — массовый коэффициент электронного поглощения. Для более достоверного извлечения парциальных компонент, соответствующих раз-