



УДК :539.213.2:537.311.31

© 2008

М. П. Семенько, М. І. Захаренко, член-кореспондент НАН України  
В. А. Макара

### Особливості тензорезистивного ефекту аморфних металевих сплавів при різних типах деформації

*The formulas for tensorresistance coefficients in the cases of uniaxial tension and compression, as well as of uniform compression, are obtained using the Faber–Ziman theory in the assumption that changes of the electric resistance  $R$  under external stress  $\sigma$  mainly arise due to changes of the structural factor. The estimations by the proposed relations are in good agreement with the experimental results for uniaxial tension and compression and with the reference data for uniform pressure.*

Відсутність трансляційної симетрії в аморфних металевих сплавах (АМС) є причиною прояву низки фізичних властивостей, які за своїми кількісними характеристиками та поведінкою під дією зовнішніх чинників відрізняються від аналогічних властивостей, притаманних кристалічним аналогам [1]. Це стосується, зокрема, і ефекту, який спричинюють на властивості АМС механічні навантаження різного типу.

Найбільше вивчений в цьому відношенні є вплив всестороннього стиснення на такі фізичні характеристики АМС, як температура Кюрі [2–4], температура кристалізації [5], температура надпровідного переходу [6].

Існує досить мало робіт, присвячених дослідженню впливу зовнішнього тиску  $P$  на електричний опір  $R$ . Так, автори [7] встановили, що електричний опір АМС  $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_4\text{B}_{16}$  під дією гідростатичного тиску зменшується і ці зміни є більшими, ніж зміни, спричинені змінами геометрії зразка. Однак в [8] було виявлено, що для серій АМС  $\text{Pd}_{82-x}\text{V}_x\text{Si}_8$  ніяких істотних змін електричного опору під дією  $P$  не спостерігається. Це дозволило авторам даної роботи зробити висновок: електричний опір змінюється відповідно до лінійного стиснення. В [9] дослідження декількох АМС типу Metglas показало, що електричний опір зменшується з ростом  $P$ , а баричний коефіцієнт  $d \ln R/dP$  залежить від температури. Подібну поведінку виявлено і авторами [10] при дослідженні АМС Metglas 2826 А. В [11] було досліджено вплив всестороннього стиснення на поведінку  $R$  та одержано температурну поведінку  $d \ln R/dP$  для різних типів АМС. Як і в попередніх випадках,  $R$  зменшується з ростом  $P$ , а результати дослідження температурної залежності  $d \ln R/dP$  показали, що вона не корелює з поведінкою температурного коефіцієнта опору (ТКО). Загальним для

всіх цих робіт є те, що  $d \ln R/dP$  АМС в чотири — п'ять разів менше, ніж значення, типові для кристалічних металів, таких як Fe або Ni. Однак жодна із згаданих робіт не висвітлює фізичні причини зазначених ефектів.

Ще менша кількість робіт присвячена поведінці  $R$  при дії одноосного зовнішнього навантаження розтягом  $\sigma$ . Так в [7, 12] виявлено, що на відміну від всестороннього стиснення, одноосний розтяг призводить до збільшення електричного опору з ростом  $\sigma$ .

У роботі [13] встановлено, що електричний опір в області пружної деформації АМС лінійно зростає з  $\sigma$ , а коефіцієнт тензоопору (КТО)  $\pi = (1/R_0)(dR_0/d\sigma)$  значно більший від КТО кристалічних аналогів, в яких поведінка  $R$  від  $\sigma$  в основному зумовлена зміною геометричних розмірів зразка при деформації. В [13] на основі припущення, що електричний опір АМС визначається, в основному, механізмом Фабера–Займана [14], отримано додатковий внесок в електричний опір за рахунок зміни сферичної симетрії структурного фактора  $S$  під дією одноосного навантаження  $\sigma$ . В цьому випадку вираз для  $\pi$  має вигляд

$$\pi = \frac{1}{E} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F} = \frac{1}{E} \left( \frac{\partial(\ln S_0(K))}{\partial(\ln K)} \right)_{K=2k_F}, \quad (1)$$

де  $E$  — модуль Юнга зразка;  $S_0$  — сферично-симетричний структурний фактор вихідного, недеформованого зразка. Оцінки, проведені з урахуванням даного виразу, досить добре кількісно та якісно узгоджуються з експериментальними результатами.

Метою даної роботи є аналіз в рамках даного підходу впливу інших типів зовнішнього механічного навантаження (одноосного та всестороннього стиснення) на електричний опір АМС.

У випадку одноосного стиснення у системі координат, коли  $\sigma$  та струм  $j$  направлені вздовж осі  $z$ , тензор деформації матиме вигляд

$$\hat{E} = \begin{pmatrix} \nu\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \nu\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon \end{pmatrix}, \quad (2)$$

де  $\nu$  — коефіцієнт Пуассона;  $\varepsilon$  — відносна деформація зразка. Цей тензор відрізняється від виразу для  $\hat{E}$  при деформації розтягу (див. [13]) лише знаками компонентів. За рахунок деформації сферично-симетрична функція радіального розподілу атомів  $g(\vec{r}) = g(r) = g_0$  змінюється і набуває вигляду  $g(\vec{r}') = g([1 + \hat{E}]\vec{r})$ . Оскільки  $S(K)$  є Фур'є-образ  $g(r)$  [15], то з міркувань, наведених в [13], легко одержати

$$S(\vec{K}) = S(K) = S_0(K) - \varepsilon K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}. \quad (3)$$

Звідси вираз для КТО запишемо

$$\pi = -\frac{1}{E} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F} = -\frac{1}{E} \left( \frac{\partial(\ln S_0(K))}{\partial(\ln K)} \right)_{K=2k_F}, \quad (4)$$

тобто він за абсолютною величиною збігається з КТО при одноосній деформації розтягу, але має протилежний знак. Це означає, що електричний опір повинен зменшуватись при такому типові деформації. Відзначимо також той очевидний факт, що геометричні внески у коефіцієнт тензоопору при одноосному розтягу та одноосному стисненні будуть однакові за абсолютною величиною, але протилежними за знаками.

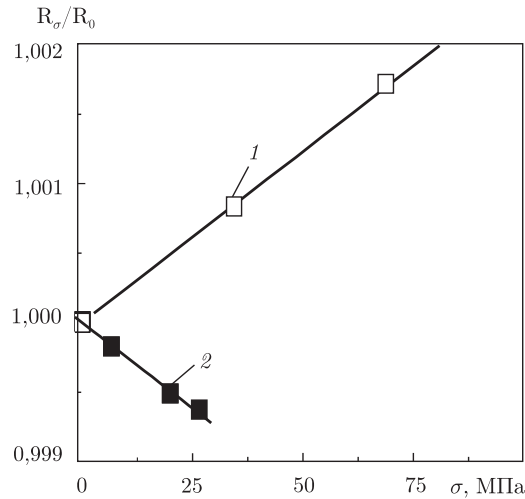


Рис. 1. Залежність нормованого електричного опору  $R(\sigma)/R(0)$  від значення напруги  $\sigma$  розтягу (1) та стиснення (2), отриманого для АМС  $\text{Fe}_{78,5}\text{Ni}_1\text{Mo}_{0,5}\text{Si}_6\text{B}_{14}$

В літературі відсутні дані про вплив деформації стиснення на електричний опір. Основною причиною, на наш погляд, є те, що АМС мають форму тонких (товщиною 10–50 мкм [1, 15]) стрічок, що виключає можливість прикладання деформації стиснення вздовж осі стрічки. Прикладання такої деформації перпендикулярно площині стрічки хоч і можливе, однак чутливість вимірювання електричного опору є недостатньою для того, щоб зафіксувати деформаційні зміни, що виникають у цьому випадку. Однак наявність в номенклатурі досліджених АМС стрічок значної ширини (більше 20 мм) дозволило отримати результати щодо впливу деформації стиснення на електричний опір. З цією метою зі стрічки скручувалася трубка діаметром  $\sim 3$  мм та довжиною близько 40 мм. Краї трубки пропаювали і до них по направляючих прикладалися зовнішнє навантаження. В середній частині по периметру циліндра перпендикулярно його осі кріпили потенціальні контакти у вигляді тонких дротинки. Це дозволило виключити вплив на результати вимірювань інших типів деформацій і забезпечувало досить високу чутливість.

Дослідження проведені для АМС складу  $\text{Fe}_{78,5}\text{Ni}_1\text{Mo}_{0,5}\text{Si}_6\text{B}_{14}$ . Залежності нормованого електричного опору  $R_\sigma/R_0$  від  $\sigma$  для цього АМС, одержані у випадку дії деформації розтягу за процедурою, описаною в [13], та при деформації стиснення, описаним вище способом, наведені на рис. 1. Як видно з рис. 1, поведінка  $R$  від  $\sigma$  цілком узгоджується з результатами розрахунку, тобто при деформації розтягу електричний опір зростає, а при деформації стисненням спадає з ростом  $\sigma$ . Значення КТО, розраховані за цими залежностями, складають: при деформації розтягу  $\pi_{\text{роз}} = 24,6 \text{ ТПа}^{-1}$ , а при деформації стиснення  $\pi_{\text{стис}} = -24,9 \text{ ТПа}^{-1}$ . Тобто абсолютні значення  $\pi$  в обох випадках практично збігаються, що й узгоджується з результатами розрахунку.

Ще один тип деформації, який досить легко реалізувати експериментально, це деформація, викликана всестороннім стисненням. У цьому випадку тензор деформації має вигляд

$$\hat{E} = \begin{pmatrix} -\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Така деформація також призводить до зміни функції радіального розподілу атомів. Проте, на відміну від одноосної деформації, цей тензор не спотворює сферичну симетрію  $g(r)$ , а відповідно і  $S(K)$ , а лише призводить до зміни їх кількісних характеристик. Зваживши не те, що  $dV' = dx'dy'dz' = dV(1 - \varepsilon)^3 \approx dV(1 - 3\varepsilon)$ , провівши розрахунки за тим же алгоритмом і при тих же наближеннях, як і в [13], легко отримати

$$S(\vec{K}) = S_0(K) - \varepsilon \left( K_x \frac{\partial}{\partial K_x} + K_y \frac{\partial}{\partial K_y} + K_z \frac{\partial}{\partial K_z} \right) S_0(K). \quad (6)$$

Звідси з урахуванням того, що  $S_0(K)$  залежить лише від модуля  $K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2 + K_z^2}$ , маємо вираз

$$S(\vec{K}) = S(K) = S_0(K) - \varepsilon K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}, \quad (7)$$

аналогічний (3). Тепер, врахувавши, що  $|\Delta V/V| = 3\varepsilon$ , а зв'язок між напруженням  $\sigma$  та зміною об'єму у випадку всестороннього стиснення задається рівнянням

$$\left| \frac{\Delta V}{V} \right| = \frac{\sigma}{K_B}, \quad (8)$$

де  $K_B = E/(3[1 - 2\nu])$  — модуль всестороннього стиснення, маємо:

$$S(\vec{K}) = S(K) = S_0(K) - \frac{\sigma}{3K_B} K \frac{\partial S_0(K)}{\partial K}. \quad (9)$$

Отже, КТО при всесторонньому стисненні матиме вигляд

$$\pi_B = -\frac{1}{3K_B} \left( \frac{K}{S_0(K)} \frac{\partial S_0(K)}{\partial K} \right)_{K=2k_F} = -\frac{1}{3K_B} \left( \frac{\partial(\ln S_0(K))}{\partial(\ln K)} \right)_{K=2k_F}. \quad (10)$$

З урахуванням зв'язку між модулем Юнга  $E$  та модулем всестороннього стиснення  $K_B$  впливає, що абсолютне значення відношення КТО при всесторонньому стисненні  $\pi_B$  до КТО при одноосному розтягу (стисненні)  $\pi_P$  дорівнюватиме

$$\left| \frac{\pi_B}{\pi_P} \right| = (1 - 2\nu). \quad (11)$$

Оскільки коефіцієнт Пуассона  $\nu$  за величиною близький до 0,3–0,4 для всіх матеріалів, в тому числі і АМС [1], то це відношення буде близьким до 0,2–0,4.

Наявні літературні дані показують, що КТО, або коефіцієнт тиску, є від'ємним і має залежно від складу АМС значення  $-(3-5)$  (ТПа) $^{-1}$ . Зокрема, для АМС Fe<sub>80</sub>V<sub>20</sub> в [9] одержано значення  $\pi_B = -4,5$  (ТПа) $^{-1}$ , а середнє значення  $\pi_B$ , отримане в [11], складає  $-4,8$  (ТПа) $^{-1}$  (згідно з наведеними в цій роботі залежностями  $\pi_B(T)$  значення  $\pi_B \approx -7,5$  (ТПа) $^{-1}$  при  $T = 300$  К). В той же час, значення  $\pi_P(T)$  АМС на основі Fe<sub>85</sub>V<sub>15</sub> залежно від вмісту і типу легуючого компонента змінюється в межах від 19 до 30 (ТПа) $^{-1}$  (для АМС Fe<sub>85</sub>V<sub>15</sub> значення  $\pi_P = 18,5$  (ТПа) $^{-1}$ ). З урахуванням меж зміни  $\pi_B$  та  $\pi_P$  впливає, що їх відношення буде змінюватися в інтервалі 0,1–0,4, тобто межі його змін практично збігаються з очікуваними. Отримане значення  $\pi_B/\pi_P$  для АМС Fe–V дорівнюватиме 0,27, що, згідно з рівнянням (11), дасть величину  $\nu = 0,36$ , що є типовим для близьких за складом АМС [1].

Відзначимо ще і той факт, що зміна розмірів при всесторонньому стисненні АМС дає додатний, тобто протилежний за знаком, внесок в КТО. В лінійному наближенні

$$\pi_{Bp} = \frac{1}{3K_B}. \quad (12)$$

Ймовірно, що саме цим викликане дещо занижене значення нижньої межі відношення  $|\pi_V/\pi_P|$ .

Аналіз літературних даних свідчить про те, що не встановлено чіткої причини зміни електроопору при всесторонньому стисненні. Єдине, що однозначно встановлено, це те, що  $\pi_V$  для досліджених АМС від'ємне, в чотири — п'ять разів менше, ніж значення, типові для кристалічних аналогів, і в більшості випадків не пов'язаний зі зміною об'єму. В роботі [11] розглянутий можливий механізм впливу всестороннього стиснення на  $R$  з точки зору дифракційної моделі Фабера–Займана. На основі простих якісних оцінок можливих внесків кожної складової, що входять в рівняння Фабера–Займана, в даній роботі зроблено висновок, що дифракційна модель не може адекватно описати залежність електроопору від тиску. На нашу думку, це зумовлено тим, що автори [11] хоч і аналізують зміну величини  $dS/dK$  при  $K = 2k_F$  під дією тиску як одну з можливих причин зміни електроопору, проте вважають цей внесок додатним. Однак додатне значення при всесторонньому стисненні може спостерігатися лише при значеннях  $K$ , більших за положення максимуму структурного фактору. Наші ж розрахунки показують, що в цьому випадку знак при даній похідній є від'ємний, тому зміни структурного фактору якраз і є основною причиною експериментальних змін  $R$  як у випадку всестороннього стиснення, так і у випадку дії одноосної деформації.

Таким чином, наведені аргументи, на нашу думку, однозначно вказують на те, що основним механізмом, який змінює електроопір АМС при різних деформаціях, є деформаційна зміна їх атомної структури, а, відповідно, й зміна структурного фактору як Фур'є-образу реального розташування атомів в АМС.

1. *Аморфные* металлические сплавы / Под ред. Люборского Ф. Е. – Москва: Металлургия, 1987. – 464 с.
2. *Anderson P. M., Lord A. E.* Effect of hydrostatic pressure on the magnetic properties of certain metallic glasses // *J. Appl. Phys.* – 1977. – **48**, No 11. – P. 4839–4843.
3. *Liu C. M., Ingalls R., Whitmore J. E. et al.* Mössbauer effect in ferromagnetic, metallic glasses: High pressure studies // *Ibid.* – 1979. – **50**, NoB3. – P. 1577–1579.
4. *Schneider J., Arnold Z., Kamarad J., Handstein A.* High pressure magnetic behaviour of amorphous Fe-P-Ge alloys // *Phys. Stat. Sol. A.* – 1981. – **64**, No 2. – P. K133–K138.
5. *Emmens W. C., Vrijen J., Radelaar S.* Crystallization of amorphous Pd<sub>0.75</sub>Ag<sub>0.05</sub>Si<sub>0.20</sub> under hydrostatic stress // *J. Non-Cryst. Solids.* – 1975. – **18**, No 2. – P. 299–302.
6. *Willer J., Fritsch G., Luscher E.* Pressure dependence of the superconducting transition temperature of Cu<sub>40</sub>Zr<sub>60</sub> and Pd<sub>30</sub>Zr<sub>70</sub> amorphous alloys // *Appl. Phys. Lett.* – 1980. – **36**, No 10. – P. 859–861.
7. *Ast D. G., Krenitsky D. J.* Pressure dependence and tensile stress dependence of the resistivity of an Fe–Ni base metallic glass // *Scr. Metall.* – 1976. – **10**, No 3. – P. 247–249.
8. *Lazarus D.* Effect of pressure on electrical resistance of Pd<sub>82-x</sub>V<sub>x</sub>Si<sub>18</sub> metallic glasses // *Solid State Commun.* – 1979. – **32**, No 2. – P. 175–177.
9. *Cohrane R. W., Strom-Olson J. O., Rebouillat J. P., Blanchard A.* Pressure dependence of the resistivity of several amorphous alloys // *Ibid.* – 1980. – **35**, No 2. – P. 199–200.
10. *Cote P. J., Meisel L. V.* Effect of pressure on electrical resistance of transition-metal-based alloys // *Phys. Rev. B.* – 1982. – **25**, No 4. – P. 2138–2143.
11. *Laurie E. M., Lazarus D.* Effect of pressure on the resistivity and Hall coefficient of amorphous metallic alloys // *Ibid.* – 1983. – **27**, No 10. – P. 6007–6018.
12. *Yaman Y. M.* Effect of pressure on electrical resistivity of Mg<sub>70</sub>Zn<sub>30</sub> metallic glass // *Mater. Sci. Techn.* – 1989. – **5**, No 11. – P. 1158–1159.

13. *Захаренко Н. И., Семенько М. П.* О возможном механизме тензосопротивления аморфных металлических сплавов // *Физика металлов и металловедения.* – 2005. – **99**, № 3. – С. 41–46.
14. *Ziman J. M.* A theory of the electrical properties of liquid metals // *Phil. Mag.* – 1961. – **6**, No 68. – P. 1013–1034.
15. *Немошкаленко В. В., Романова А. В., Ильинский А. Т. и др.* Аморфные металлические сплавы. – Киев: Наук. думка, 1987. – 280 с.

*Київський національний університет  
ім. Тараса Шевченка*

*Надійшло до редакції 05.02.2008*