

- [2] М а н а к о в Н.А., Т о л м а ч е в В.В., С а х а -  
е в К.С. // Изв. вузов. Черная металлургия. 1988. № 6.  
С. 85-87.
- [3] И в а н о в а Е.В., Л ю б у ш к и н а Л.М., М а н а -  
к о в Н.А. // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 1. С. 8-12.

Поступило в Редакцию  
20 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

11

© 1990

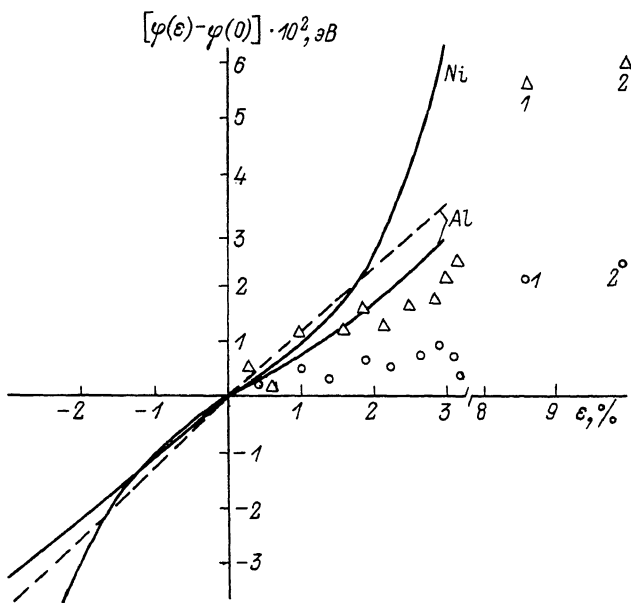
## О ТЕНЗОЭМИССИОННОМ ЭФФЕКТЕ В МЕТАЛЛАХ

В.В. П о г о с о в, В.В. Л е в и т и н,  
С.В. Л о с к у т о в

Работа выхода электрона сильно зависит от состояния поверх-  
ности, а точнее от электронного строения приповерхностных слоев  
атомов, фактически осуществляющих эмиссию электронов. Это под-  
тверждают многочисленные эмпирические и полуэмпирические за-  
висимости между работой выхода  $\varphi$  и физико-химическими свойст-  
вами твердого тела [1]. Многочисленные исследования тем не ме-  
нее не позволяют ответить на вопрос о характере влияния механи-  
ческих напряжений на локальную работу выхода [1, 2]. Ответу на  
этот вопрос и посвящено настоящее сообщение.

1. Создана экспериментальная установка, позволяющая прово-  
дить методом КРП измерения  $\varphi$  непосредственно в процессе де-  
формации  $\mathcal{E}$  металлических образцов. Нагружение образцов про-  
водилось с постоянной скоростью в интервале 0.02-22.0 мкм/с.  
Максимальная нагрузка составляла 3 кН. Значения  $\varphi$  в каждой  
точке определялось десятикратно. Относительная погрешность из-  
мерения  $\varphi$  составляла 0.03% при доверительной вероятности  
0.95. В ходе экспериментов измерение деформации  $\mathcal{E}$  и  $\varphi$  осу-  
ществлялось одновременно. Исследовались листовой алюминий и  
никель.

2. На рис. 1 представлены данные, иллюстрирующие влияние  
активного растяжения образцов на работу выхода электронов. За-  
висимость напряжения от деформации при этом носит обычный ха-  
рактер. Для упруго деформированных образцов характерны немону-  
тонные зависимости  $\varphi(\mathcal{E})$  с тенденцией к росту работы выхода.  
Эти осцилляции, вероятно, связаны с неоднородностью деформирова-  
ния в микрообъемах металла. После перехода в область неупругих



Экспериментальные и расчетные зависимости  $\varphi(\varepsilon)$ :  $\Delta$  - Al,  $\circ$  - Ni точки 1, 2 соответствуют пластической области; сплошные монотонные кривые - расчет с пробной функцией (2); штриховая - с функцией (3) для Al;  $\nu = 0.36$  (Al),  $\nu = 0.3$  (Ni).

деформаций ( $\varepsilon \approx 3\%$ ) работа выхода при активном растяжении начинает уменьшаться. Активное продвижение в пластическую область можно рассматривать как постепенную накачку дефектами приповерхностного слоя металла. С другой стороны, в результате экспериментов с проведением последовательных циклов нагрузок и разгрузок в пластической области можно получить на графике  $\varphi(\varepsilon)$ , например точки 1 и 2, соответствующие  $\varepsilon = 8.7$  и  $10\%$  соответственно. Эти точки являются результатом многочасовых разгрузок, т.е. получены после окончания релаксационных процессов на поверхности. Таким образом, с ростом числа дефектов вблизи равновесной поверхности растет и работа выхода.

Наблюдаемые в процессе активной деформации изменения  $\varphi$  являются результатом протекания нескольких конкурирующих процессов: изменений межатомного и межплоскостного расстояний и связанных с этим изменений электронной плотности (эти факторы, очевидно, играют основную роль для упругой области); выхода деформирующих дислокаций на поверхность; изменения плотности дислокаций в приповерхностном слое.

3. Для выяснения механизмов, формирующих наблюдаемую зависимость  $\varphi(\mathcal{E})$  проведено теоретическое исследование влияния упругих деформаций на энергетические характеристики металла. Для этого модифицирована модель [3], предназначенная для вычисления  $\varphi$  недеформированного монокристалла. Рассматривалась деформация в направлении [100], а работа выхода рассчитывалась в [010]. Объем элементарной ячейки задавался в виде

$$V = V_0 [1 - (1 - 2\nu)\mathcal{E}] + O(\mathcal{E}^2),$$

где  $\nu$  - коэффициент Пуассона (для Al использованы  $\nu = 0.36$ ,  $0.5$ , а для Ni -  $\nu = 0.3$ ;  $0.5$ ),  $V_0 = a_0^3$ ,  $a_0$  - период решетки в ненапряженном состоянии,  $a = a_0(1 + \mathcal{E})$ . Для расчетов необходимы также: концентрация электронов в единице объема  $n^+ = 12/V$ ; среднее расстояние  $\bar{d}$  между атомными плоскостями в направлении [010],  $\bar{d} = a_0(1 - \nu\mathcal{E})/2$ ; расстояние  $c$  между ближайшими соседями в этих плоскостях,  $c = a_0[1 + (0.5 - \nu)\mathcal{E}]/\sqrt{2}$ . Распределение электронной плотности задавалось пробными функциями

$$n_1(z) = n^+ / [1 + \exp(b_1 z)], \quad (2)$$

$$n_2(z) = n^+ \{ [1 + 0.5 \exp(b_2 z)] \theta(-z); 0.5 \exp(-b_2 z) \theta(z) \}. \quad (3)$$

Значения  $b(\mathcal{E})$  находились из условия минимума поверхностной энергии. Работа выхода электронов в направлении [010] определялась нами как сумма

$$\varphi = \varphi_j + \varphi_{ps}, \quad (4)$$

где  $\varphi_j$  - составляющая в модели желе (для нее использовались правила сумм [4]),  $\varphi_{ps}$  - соответствует первому порядку разложения энергии электрон-ионного взаимодействия по псевдопотенциалу Ашкрофта, параметр которого  $r_c$  находился из условия равенства нулю давления в металле при заданных значениях  $\mathcal{E}$ . Результаты вычислений  $\varphi$  для Al и Ni приведены на рис. 1. Для использованных значений  $\nu$  с ростом  $\mathcal{E}$  работа выхода возрастает. Основными механизмами, обуславливающими рост  $\varphi$ , является уменьшение  $n^+$  и  $\bar{d}$ , что приводит к росту толщины поверхностного слоя ( $\sim b^{-1}$ ), т.е. к дополнительному „выплескиванию“ электронной жидкости за границу металла.

Самосогласованный и последовательный расчет дает возможность оценить изменение с деформацией каждого параметра. Например, с ростом  $\mathcal{E}$  величина  $\varphi_j$  стремится увеличить  $\varphi$  за счет уменьшения  $n^+$  и  $\bar{b}$ ; в то же время  $\varphi_{ps}$  стремится уменьшить  $\varphi$  по тем же причинам, а также за счет роста  $r_c$  и уменьшения  $\bar{d}$ . Указанные механизмы не зависят от индексов плоскостей, поэтому можно говорить о качественном согласии расчетных и экспериментальных значений  $\varphi$ .

Использованная модель обладает неплохими экстраполяционными свойствами, что позволяет описывать напряженное состояние металла не на языке дефектов, а с помощью параметров  $a, d, c$ .

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ф о м е н к о В.С. Эмиссионные свойства химических элементов и их соединений. Киев: Наукова думка, 1980. 330 с.
- [2] К а щ е н к о М.П., К р ю к В.И. // ЖТФ. 1979. Т.49. № 1. С. 181-183.
- [3] L a n g N.D., К o h n W. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. № 4. P. 1215-1223.
- [4] П о г о с о в В.В. //ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2310-2313.

Поступило в Редакцию  
25 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

05.4; 09

© 1990

### ЗАТУХАНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-СВЕРХПРОВОДНИК

О.А. Ч и в и л е в а, А.Г. Г у р е в и ч,  
А.Н. А н и с и м о в, С.Ф. К а р м а н е н к о

Распространение спиновых волн в структурах, содержащих ферритовые и диэлектрические слои и металлические поверхности, довольно подробно исследовано (см., например, работы [1-3]). В этих теоретических работах рассматривался идеальный металл (удельное сопротивление  $\rho = 0$ ), основное внимание уделялось влиянию металлической поверхности на дисперсию спиновых волн.

В работе [4] исследовалось затухание поверхностных спиновых волн в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) в зависимости от поверхностного сопротивления  $R_{пов}$  металлического слоя, нанесенного на пленку ЖИГ. Как и следовало ожидать, в предельных случаях  $R_{пов} \rightarrow 0$  и  $R_{пов} \rightarrow \infty$  затухание поверхностных волн было минимальным, максимум затухания имел место при  $R_{пов}$ , измеряемом десятками Ом.

К настоящему времени получены высококачественные пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на различных подложках, исследованы их электрические свойства. В связи с этим возник интерес к исследованию структур типа пленка ЖИГ - пленка