

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. С. Александров, В. В. Бабков, В. Ф. Елесин, Влияние дефектов на структурное превращение интерметаллидов со структурой А-15, *Физика твердого тела*, 1984, том 26, выпуск 12, 3715–3717

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.89

23 марта 2025 г., 10:03:22



$$\omega_1 = \begin{cases} \frac{2}{3} \frac{v_F}{R}, & M=1, \\ \frac{4}{3} \frac{v_F}{R}, & M=2 \end{cases} \quad (8)$$

и двумерной каверны ( $M=2$ )

$$\omega_1 = \frac{14}{3} \frac{v_F}{R}. \quad (8')$$

Из сравнения (7), (7'), и (8), (8') видно, что ЛПК являются хорошо определенными возбуждениями при выполнении следующего неравенства для относительной ширины ЛПК

$$\gamma = \frac{\omega_1}{\omega_0} \sim \left( \frac{a_B^*}{R} \right)^{1/2} \ll 1. \quad (9)$$

Здесь  $R$  — эффективный боровский радиус.

Как известно [2], аналогичное соотношение для трехмерных ЛПК имеет вид  $\gamma \sim r_{\text{г.ф.}}/R$ , т. е. с понижением размерности пространства вклад затухания Ландау в ширину ЛПК возрастает и при этом меняется зависимость относительной ширины  $\gamma$  от размера неоднородности.

Рассмотренные ЛПК так же, как и плазменные колебания в однородных неограниченных квазидвумерных системах, должны проявиться в спектрах пропускания ИК излучения. Условие одноуровневости легко реализуется в инверсионных слоях толщиной порядка  $10 \text{ \AA}$  с концентрацией электронов  $n_s \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а характерные линейные размеры этих слоев  $2R \sim 10^4 \text{ \AA}$ . При таких параметрах и обычных для этих систем  $m^* = 0.1 m_e$  ( $m_e$  — масса «голого» электрона), частоты  $\omega_0 = 10^{11} \div 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_1 = 10^8 \div 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и  $\gamma = 10^{-4} \div 10^{-1}$ , восстанавливая по спектрам пропускания ИК излучения зависимость  $\omega_0$ ,  $\omega_1$  и  $\gamma$  от линейных размеров системы, можно идентифицировать ЛПК.

В заключение авторы благодарят Ю. Е. Лозовика за внимание к работе на всех этапах ее выполнения, а также В. М. Аграновича и всех участников руководимого им семинара за дискуссию.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Ando F., Stern T. Rev. Mod. Phys., 1982, vol. 57, № 3, p. 437—682.  
 [2] Лозовик Ю. Е., Нишанов В. Н. ФТТ, 1978, т. 20, № 7, с. 1868—1875.  
 [3] Gerjten J. J. Chem Phys., 1982, vol. 77, № 8, p. 6285—6292.

Отдел теплофизики АН УзССР  
Ташкент

Поступило в Редакцию  
10 февраля 1984 г.  
В окончательной редакции  
13 июня 1984 г.

## ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ НА СТРУКТУРНОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ СО СТРУКТУРОЙ А-15

А. С. Александров, В. В. Бабков, В. Ф. Елесин

Ранее в работах [1, 2] была построена модель воздействия дефектов на критическую температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  интерметаллидов со структурой А-15, основанная на идее размытия пика плотности электронных состояний полем дефектов. Было показано, что взаимодействие с дефектами приводит к уширению пика плотности, уменьшению его величины и, как следствие, нарушению теоремы Андерсона в А-15. Согласно [1], характер concentra-

ционной зависимости  $T_c$  определяется положением уровня Ферми относительно максимума пика плотности состояний и, в частности, возможно возрастание  $T_c$  при небольших концентрациях с последующим падением. Результаты модели согласуются с экспериментом [3, 4]. Концентрационное уширение пика плотности состояний должно также изменять температурную зависимость сдвиговых модулей и, следовательно, приводить к концентрационной зависимости температуры структурного превращения  $T_m$  [2].

Недавно были получены экспериментальные результаты по воздействию нейтронного облучения на температуру структурного перехода в соединении  $Nb_3Sn$ . В связи с этим представляет интерес теоретический расчет зависимости  $T_m$  от концентрации изоэлектронных дефектов в рамках модели с пиком плотности состояний.

В данной работе показано, что концентрационная зависимость  $T_m$  может быть неоднозначной и определяется исходным положением уровня Ферми относительно пика плотности состояний, а степень изменения  $T_m$  зависит от величины безразмерного параметра

$$x = \frac{\pi N_0(0) \Gamma_0^2 n_{im}}{\gamma(1+N_s)},$$

который определяет также величину концентрационного изменения  $T_c$ . Здесь  $\Gamma_0$  — матричный элемент потенциала отдельного дефекта,  $2\gamma$  — исходная ширина пика,  $n_{im}$  — концентрация дефектов. В то время как заметное в несколько раз изменение  $T_c$  происходит при  $x \sim 1$  [1], существенное изменение  $T_m$ , как показано в настоящей работе, наблюдается уже при  $x \sim 0.1$ .

Если, следуя [1, 2], задать особенность исходной плотности состояний в идеальном образце в виде лоренцевского пика с полушириной  $\gamma$ , величиной максимума электронной плотности  $N_0(0)$  и относительной величиной постоянной составляющей  $N_s/(1+N_s)$  («пьедестал»), то можно показать, что с точностью не хуже нескольких процентов аналитическая зависимость  $N(\xi)$  в неидеальном образце, полученная в работе [5], аппроксимируется лоренцевским пиком с полушириной  $\gamma(1+x)$

$$N(\xi) \approx \frac{N_0(0)}{1+N_s} \left\{ \frac{\gamma^2(1+x)}{\xi^2 + \gamma^2(1+x)^2} + N_s \right\}. \quad (1)$$

Подставляя (1) в выражение для сдвигового модуля  $C_s$  [6], приравненное нулю, и в условие сохранения числа электронов [1], получаем неявное выражение для  $T_m(x)$ , удобное для численного расчета

$$\frac{T_m(x)}{T_{m0}} = \frac{\operatorname{Re} \Psi' \left( \frac{1}{2} + \frac{\gamma(1+x)}{2\pi T_m} + i \frac{\mu}{2\pi T_m} \right)}{\operatorname{Re} \Psi' \left( \frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2\pi T_{m0}} + i \frac{\mu_0}{2\pi T_{m0}} \right)}, \quad (2)$$

$$N_s \frac{\mu - \mu_0}{\gamma} = \operatorname{Im} \left\{ \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\gamma(1+x)}{2\pi T_m} - i \frac{\mu}{2\pi T_m} \right) - \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2\pi T_{m0}} - i \frac{\mu_0}{2\pi T_{m0}} \right) \right\}, \quad (3)$$

$$T_{m0} = B \operatorname{Re} \Psi' \left( \frac{1}{2} + \frac{\gamma}{2\pi T_{m0}} - i \frac{\mu_0}{2\pi T_{m0}} \right), \quad (4)$$

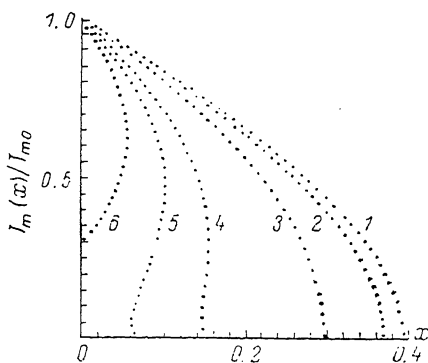
где  $B = \frac{3(A_{12} - A_{11})}{2U_1^2 + U_1U_2}$  — константа, не зависящая от температуры;  $A_{12}$ ,  $A_{11}$  — сдвиговые модули без учета  $d$ -электронов;  $U_{1,2}$  — компоненты деформационного потенциала;  $\mu_0, \mu$  — химпотенциал в идеальном и неидеальном образце соответственно;  $T_{m0}$  — температура структурного перехода идеального образца.

Численное решение уравнений (2) и (3) представлено на рис. 1, из которого видно, что заметное изменение  $T_m(x)$  происходит при  $x \sim 0.1$ . При достаточно больших значениях  $\mu_0$  концентрационная зависимость  $T_m(x)$  оказывается неоднозначной, что указывает на возможность фазового перехода первого рода. При  $\mu_0 \geq \mu_c$ , где для выбранной формы плотности состояний  $\mu_c = \gamma/\sqrt{3}$ , неоднозначность может иметь место при  $X=0$ , т. е. в идеальном образце, что уже отмечалось в работе [7], где рассматривалась зависимость  $T_{m0}$  в идеальном образце от положения уровня Ферми. Отметим, что в данном случае изоэлектрон-

ных дефектов первопричиной изменения  $T_m$  является перестройка электронного спектра, а не смещение химпотенциала относительно пика плотности. Вследствие того, что из двух возможных решений реализуется более высокое значение  $T_{m0}$ , нормировка  $T_m(x)/T$  производится именно на него. Если в неравновесных условиях реализуется нижнее значение  $T_{m0}$ , то при облучении возможен рост  $T_m$ .

Согласно [1], температура сверхпроводящего перехода заметно изменяется при  $x \sim 1$ . Более быстрое падение  $T_m(x)$  при выбранных параметрах объясняется тем, что вклад в сдвиги модули, как видно из уравнения (3), дает область энергий  $|\xi| \sim T_m$ . Поэтому характерная величина  $x$ , при которой заметно падает  $T_m$ , оказывается порядка  $T_m/2\gamma \ll 1$ . В то же время  $T_c$  определяется интегралом по интервалу  $|\xi| \sim 2\gamma$ , и, следовательно, величина  $x$ , при которой заметно падает  $T_c$ , порядка единицы.

Зависимость температуры структурного перехода от концентрации дефектов ( $T_{m0}/\gamma=0.48$ ,  $1 - \mu_0/\gamma=0$ ,  $2 - \mu_0/\gamma=0.3$ ,  $3 - \mu_0/\gamma=0.6$ ,  $4 - \mu_0/\gamma=0.9$ ,  $5 - \mu_0/\gamma=1.0$ ,  $6 - \mu_0/\gamma=1.1$ ).



Экспериментальные результаты зависимости  $T_m$  от дозы облучения [8] получены при нейтронном облучении соединений. Перерасчет дозы облучения на безразмерную концентрацию дефектов проводился по методике, описанной в работе [5]. Отметим, что все качественные особенности поведения  $T_m(x)$ , описанные выше, наблюдаются экспериментально: падение  $T_m(x)$  в два раза происходит при  $x \sim 0.1$ , в то время как  $T_c$  при таких дозах практически не изменяется; начиная с определенных  $x$  фазовый переход не наблюдается, причем  $T_m$  обращается в нуль скачком (см. кривую 4 на рис. 1).

В заключение отметим, что большой интерес представляет экспериментальное изучение радиационного воздействия на структурное превращение в других соединениях типа A-15 ( $V_3Si$ ,  $Nb_3AlGe$ ) и сопоставление дозовых зависимостей  $T_m$  и  $T_c$ . При достаточно малых  $x$  зависимость  $T_m(x)$  может оказаться чувствительной к конкретной форме исходной плотности состояний, однако можно показать, что с увеличением концентрации дефектов форма плотности состояний приближается к лоренцевской (1).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Александров А. С., Елесин В. Ф., Казеко М. П. ФТТ, 1979, т. 21, № 7, с. 2062—2072.
- [2] Nakayama I., Tsuneto T. Progr. Theor. Phys., 1978, vol. 59, № 20, p. 1418—1428.
- [3] Poate J. M., Dynes R. C., Testardi L. R., Hammond R. H. Phys. Rev. Lett., 1976, vol. 37, № 19, p. 1308—1311.
- [4] Besslein B., Ischenko G., Klaumunzer S., Muller P., Neumuller H., Schmelz K., Adrian H. A. Phys. Lett., 1975, vol. 53A, № 1, p. 49—51.
- [5] Александров А. С., Деятаренко Н. Н., Елесин В. Ф., Казеко М. П., Скалдин А. Л. ФММ, 1981, т. 52, № 3, с. 505—509.
- [6] Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Е. З. Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений. М.: Наука, 1977.
- [7] Горьков Л. П. Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 8, с. 571—574.
- [8] Sneed C. L. Jr., Kitakura H., Suenaga M. Appl. Phys. Lett., 1983, vol. 43, № 3, p. 311—313.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
21 марта 1984 г.  
В окончательной редакции  
15 июня 1984 г.