

- [10] Агладзе Н. И., Балашов А. А., Жижин Г. Н., Попова М. Н. // *Опт. и спектр.* 1984. Т. 57. № 3. С. 379—381.
- [11] Orlich E., Hüfner S., Grunberg P. // *Phys.* 1970. Bd 231. H. 2. S. 144—153.
- [12] Koningstein J. A., Geusic J. E. // *Phys. Rev.* 1964. V. 136. N 3A. P. 726—728.
- [13] Каминский А. А. *Лазерные кристаллы.* М.: Наука, 1975. 256 с.
- [14] Kaminskii A. A., Butaeva T. I., Fedorov V. A., Bagdasarov Kh. S., Petrosyan A. G. // *Phys. St. Sol. (a).* 1977. V. 39. N 2. P. 541—548.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
28 сентября 1990 г.

УДК 536.413.2

© Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991  
*Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991*

## МАГНИТНЫЙ ВКЛАД В ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ ЗОННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

*В. Г. Тиссен*

Температурные зависимости коэффициента линейного термического расширения  $\alpha(T)$  для немагнитных и ферромагнитных металлов и сплавов существенно различаются вследствие спонтанной магнитострикции ниже точки Кюри  $T_c$  в последних. В инварных сплавах большой отрицательный магнитный вклад в тепловое расширение  $\alpha_m$ , компенсируя нормальный положительный член, приводит к низкому суммарному  $\alpha(T)$  в широкой области температур [1]. Для никеля  $\alpha_m$  мал и положителен вблизи  $T_c$  [2]. В данной работе показано, что столь различное поведение  $\alpha(T)$  для никеля и инварных сплавов может быть объяснено в рамках модели Стонера—Вольфарта [3].

Чтобы найти магнитный вклад в коэффициент линейного термического расширения, используем термодинамическое соотношение

$$\alpha_m = \frac{1}{3} \frac{\partial^2 F_m}{\partial T \partial p}, \quad (1)$$

где  $F_m$  — магнитный вклад в свободную энергию на единицу объема ферромагнетика в нулевом внешнем магнитном поле,  $p$  — давление. В модели Стонера—Вольфарта [3] выражение для  $F_m$  имеет вид

$$F_m = \frac{1}{2} A M^2 + \frac{1}{4} B M^4, \quad (2)$$

где  $M$  — намагниченность на единицу объема. Коэффициенты  $A$  и  $B$  даются формулами

$$A = -\frac{1}{2\chi_0} \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2}\right), \quad (3)$$

$$B = 1/2 \chi_0 M_0^2. \quad (4)$$

Здесь  $\chi_0$  — начальная восприимчивость парапроцесса на единицу объема при  $T=0$ ;  $M_0$  — спонтанная намагниченность при  $T=0$ .

Величины  $M_0$ ,  $T_c$ ,  $\chi_0$ , входящие в (2), выражаются через  $I$  — эффективный параметр обменного взаимодействия;  $\nu_F$ ,  $\nu'_F$ ,  $\nu''_F$  — плотность состояний на атом для одного направления спина на парамагнитном уровне Ферми и ее производные по энергии

$$M_0 = 2\sqrt{6} N \mu_B \nu_F^2 \left[ \frac{I\nu_F - 1}{3(\nu'_F)^2 - \nu_F \nu''_F} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$T_c = \frac{\sqrt{6} \nu_F}{\pi k} \left[ \frac{I \nu_F - 1}{(\nu_F')^2 - \nu_F''} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$$\chi_0 = N \mu_B^2 \nu_F / (I \nu_F - 1), \quad (7)$$

где  $N$  — число атомов в единице объема. Зависимости  $I$ ,  $\nu_F$ ,  $\nu_F'$ ,  $\nu_F''$  от давления сводятся к зависимости ширины  $d$ -зоны  $W$  от  $p$  [4]

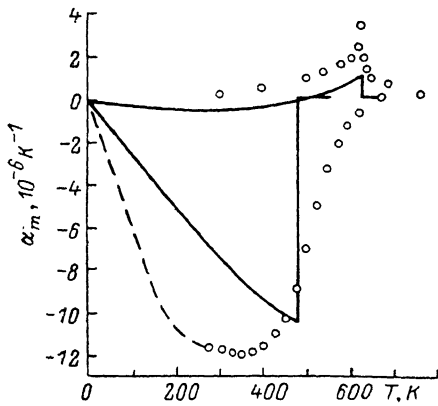
$$d \ln W / dp = \frac{5}{3} \kappa, \quad (8)$$

где  $\kappa$  — изотермическая сжимаемость образца в парамагнитном состоянии, при следующих условиях.

1)  $d$ -зона однородно уширяется при увеличении давления. Число состояний в  $d$ -зоне сохраняется неизменным. Тогда кривую плотности состояний  $\nu(\epsilon)$  можно представить в виде [5]  $\nu(\epsilon) = g(\epsilon/W)/W$ , где  $g(\epsilon/W)$  не зависит от давления.

2) Эффективный параметр обменного взаимодействия дается соотношением Канамори [6]

$$I = U / (1 + GU), \quad (9)$$



Расчетные температурные зависимости магнитного вклада в коэффициент линейного термического расширения для никеля (верхняя) и  $\text{Fe}_{0.66}\text{Ni}_{0.34}$  (нижняя).

где

$$G = \frac{1}{2} \int_{\epsilon_F}^W \frac{\nu(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon}, \quad (10)$$

$U$  — внутриатомная кулоновская энергия отталкивания электронов с противоположными спинами, занимающими одну и ту же  $d$ -орбиталь;  $\epsilon_F$  — уровень Ферми;  $U$  не зависит от давления.

Из (1)–(10) находим

$$\alpha_m = \frac{5\kappa M_0^2 T}{18\chi_0 T_c^2} \left[ \frac{3T^2}{T_c^2} - \left( \frac{I \nu_F \lambda}{I \nu_F - 1} + 1 \right) \right], \quad (11)$$

где  $\lambda = I/U$ . Сравнение (11) с формулой для коэффициента объемного термического расширения, полученной в [7] в рамках этой же модели, показывает, что в (11) помимо отрицательного члена, пропорционального  $T$ , имеется положительный член, пропорциональный  $T^3$ , который может быть существен, если значение  $I \nu_F - 1$  относительно велико.

На рисунке приведены рассчитанные по формуле (11) с параметрами, взятыми из [8–11], кривые  $\alpha_m(T)$  для никеля и инварного сплава  $\text{Fe}_{0.66}\text{Ni}_{0.34}$ . Расчет дает, что для никеля  $\alpha_m$  становится положительным при  $T > 500$  К. Символами на рисунке обозначены  $\alpha_m(T)$  для никеля из [2] и сплава  $\text{Fe}_{0.654}\text{Ni}_{0.346}$  из [1], полученные вычитанием из экспериментальных кривых  $\alpha(T)$  расчетных значений «парамагнитного» коэффициента термического расширения  $\alpha_p(T)$ . Видно, что расчетные кривые качественно описывают определенные таким способом «экспериментальные» зависимости  $\alpha_m(T)$ . Поскольку в модели Стонера—Вольфарта не учитываются критические флуктуации, то естественны расхождения вблизи и выше  $T_c$ . Кроме того, отличие по составу для инварных сплавов может привести к дополнительному расхождению между расчетной и «экспериментальной» зависимостями  $\alpha_m(T)$ .

- [1] Tanji Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 5. P. 1366—1373.  
 [2] Kollie T. G. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 11. P. 4872—4881.  
 [3] Wohlfarth E. P. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 2. P. 1061—1066.  
 [4] Heine V. // Phys. Rev. 1967. V. 153. N 3. P. 673—682.  
 [5] Lang N. D., Ehrenreich H. // Phys. Rev. 1968. V. 168. N 2. P. 605—622.  
 [6] Kanamori J. // Progr. Theor. Phys. 1963. V. 30. N 3. P. 275—289.  
 [7] Wohlfarth E. P. // Phys. Lett. 1969. V. 28A. N 8. P. 569—570.  
 [8] Пономарев Б. К., Тиссен В. Г. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 1. С. 332—341.  
 [9] Ponomarev B. K., Thiessen V. G. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 104. N 2. P. 427—434.  
 [10] Тиссен В. Г. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 6. С. 1868—1870.  
 [11] Тиссен В. Г. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 11. С. 3507—3509.

Институт физики твердого тела  
 АН СССР  
 Черноголовка  
 Московская область

Поступило в Редакцию  
 2 октября 1990 г.

УДК 535.375

© Физика твердого тела, том 33, № 3, 1991  
 Solid State Physics, vol. 33, N 3, 1991

## ВЛИЯНИЕ СТИМУЛЯЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НА ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

А. Ю. Кудзин, Г. Х. Соколянский, А. С. Юдин

В монокристаллах силленитов германия и кремния наблюдается явление стимулированной проводимости [1, 2], состоящее в увеличении на несколько порядков их удельной электропроводности вследствие протекания через образец инжекционных токов. Такое состояние сохраняется длительное время и может быть снято прогревом кристалла до 400 °С. Установлено [3, 4], что в состоянии стимулированной проводимости кристаллы обладают повышенной подвижностью как темновых, так и фотогенерированных носителей заряда. Стимулированные кристаллы германосилленита просветляются в длинноволновой области спектра [5]. Анализ причин стимуляции указывает на ее связь с примесными уровнями в запрещенной зоне  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ . Целью настоящей работы является изучение параметров примесных состояний, ответственных за стимуляцию кристаллов.

Информацию о состоянии примесных уровней может дать одновременное исследование спектров поглощения и кинетики фотоиндуцированной фотопроводимости в длинноволновой области спектра.

Методика исследования кинетики индуцированной проводимости заключалась в следующем: а) образец освещался в течение 20 мин светом с  $\lambda_b$  интенсивностью 3 мкВт/см<sup>2</sup>; б) на возбужденном образце исследовался процесс установления фототока в постоянном электрическом поле при освещении образца светом с  $\lambda > \lambda_b$ .

После включения освещения  $\lambda$  наблюдался первоначально резкий рост, а затем более плавное увеличение фототока. Этот фотоиндуцированный фототок сохраняется очень долго (часы и более).

Число фотонов, поглощенных в единице объема образца за время установления стационарного фототока, характеризующее верхнюю границу концентрации поглощающих центров в запрещенной зоне кристалла, может быть оценено из выражения

$$N(h\nu) = I(1 - R - T)t_{\text{ст}}/h\nu V, \quad (1)$$