Для случая одиночной примеси в газе свободных электронов соответствующая функция диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{k_0^2}{q^2} L(x) - \frac{k_0^2}{4k_F^2} F(x), \tag{3}$$

где $L(x)$ — известная функция отклика Линдхарда,

$$F(x) = \frac{1}{x} \begin{cases} D(2x) - D(x), & x \leqslant 1/2, \\ \pi^2/2 - D(x) - D(1/2x), & 1/2 < x \leqslant 1, \\ D(1/x) - D(1/2x), & 1 < x, \end{cases}$$

причем

$$D(x) = 2 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^{2k+1}}{(2k+1)^2} = \mathrm{Li}_2(x) - \mathrm{Li}_2(-x)$$

— разности дилогарифмов Эйлера, $x=q/(2k_F)$, k_0 — модуль волнового вектора Томаса—Ферми.

Функция $F(x)$ представляет собой Фурье-образ вклада обменного потенциала Фока [5] в линеаризованную функцию отклика и должна обеспечить верное описание распределения индуцированной плотности в пространстве (во всяком случае на расстояниях, превышающих длину экранирования). Интересующие нас точки пространства находятся именно на таких расстояниях. Поэтому есть основание надеяться на большую достоверность оценок при использовании проницаемости (3).

Вычисленные нами значения потенциала (1) с диэлектрической проницаемостью (3) показывают, что в ниобии при концентрации водорода $x < 0.6$ условия (2) выполняются для первых трех координационных сфер. Для гидрида палладия (октапоры в ГЦК решетке) эти условия не выполняются.

Авторы считают, что полученное согласие с опытными фактами не случайно и может служить подтверждением большей степени корректности при использовании проницаемости (3) для описания электронной структуры гидридов металлов.

Список литературы

[1] Horner H., Wagner H. // J. Phys. 1974. V. C7. N 18. P. 3305—3325.
[2] Dietrich S., Wagner H. // Zs. Phys. 1979. V. B36. N 2. P. 121—126.
[3] Вакс В. Г., Зеин Н. Е., Зиненко В. И., Орлов В. Г. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6. С. 2030—2046.
[4] Зубцов М. Н. // Препринт физ. фак. МГУ. 1985. № 32/1985.
[5] Фок В. А. Начала квантовой механики. М., 1976. 376 с.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
16 октября 1989 г.
В окончательной редакции
12 февраля 1990 г.

УДК 537.226

© *Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990*
Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

КРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ С ТОЧЕЧНЫМИ И ДИСЛОКАЦИОННЫМИ УПРУГИМИ ДИПОЛЯМИ

А. А. Лужков

Исследование влияния упругих дефектов на свойства фазового перехода (ФП) второго рода проводилось ранее при учете какого-либо одного типа таких дефектов [1-3]. Было показано, что упругие взаимодействия в системе асимптотически убывают по степенно́му закону, но для точечных диполей (ТД) показатели степеней совпадают с индексом теплоемкости α_p [1, 2], а для дислокационных диполей (ДД), кроме α_d, появляется дополнительный новый индекс y, причем для ДД, ориентированных в трех взаимно перпендикулярных направлениях, $y \simeq 2\eta_d$ [3], где η_d — индекс Фишера.

В настоящей работе мы изучим критическое поведение кристаллов, содержащих ТД и ДД одновременно, и получим точное выражение для y. Гамильтониан рассматриваемой модели запишем в виде

$$H = H_0(\varphi) + H_{im}(\varphi, V) + H_e(\varphi, \tilde{e}). \tag{1}$$

Здесь H_0 — гамильтониан изотропной модели Гинзбурга—Ландау ($\lambda\varphi^4$) с N-компонентным параметром порядка (ПП) $\varphi_\alpha(\mathbf{x})$,

$$H_{im} = \int d^D x \left\{ |\varphi|^2 \sum_t V_t \right\}, \quad |\varphi|^2 = \sum_{\alpha=1}^{N} \varphi_\alpha^2, \tag{2}$$

где $V_t(\mathbf{x})$ — случайные поля, t обозначает тип дефекта: $t=0$ соответствует ТД, а $t=(1, 2, 3)$ — трем ориентациям ДД,

$$H_e = \int d^D x \left\{ q_{ik} \tilde{e}_{ik} |\varphi|^2 + (1/2)\, \tilde{e}_{ik} c_{ikmn} \tilde{e}_{mn} \right\}, \tag{3}$$

суммирование по повторяющимся индексам подразумевается,

$$\tilde{e}_{ik} = \sum_t e_{ik}^t + e_{ik},$$

$e_{ik}^t(\mathbf{x})$ — случайный тензор, описывающий деформацию решетки дефектами; $e_{ik}(\mathbf{x})$ — тензор упругих деформаций; c_{ikmn}, q_{ik} — упругие и стрикционные константы.

Интегрируя по упругим полям, получаем эффективный гамильтониан

$$H_{eff} = H_0(\varphi) + H_{im}(\varphi, V) + \tilde{H}_e(\varphi), \tag{4}$$

$$\tilde{H}_e = \int d^D p/(2\pi)^D \left\{ \mu_0(\mathbf{n})\, \varphi_{\mathbf{p}}^2 \varphi_{-\mathbf{p}}^2 + \sum_t \varepsilon_{ik}^t(\mathbf{p})\, q_{ik} \varphi_{-\mathbf{p}}^2 \right\},$$

$$\varepsilon_{ik}^t(\mathbf{p}) = e_{ik}^t(\mathbf{p}) - (1/2)\,[p_i G_{km} + p_k G_{im}]\, p_n c_{mnjl} e_{jl}^t(\mathbf{p}), \tag{5}$$

где $\varphi_{\mathbf{p}}^2$ — Фурье-образ от $|\varphi(\mathbf{x})|^2$, $\mathbf{n}=\mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, $(G^{-1})_{im} = c_{ikmn} p_k p_n$. Тензор $\varepsilon_{ik}^t(\mathbf{p})$ описывает случайную конфигурацию, удовлетворяющую уравнению упругого равновесия $p_i\,[c_{ikmn} \varepsilon_{mn}^t]=0$ и представляет собой решение континуальной задачи теории упругости для ТД и ДД. Для ТД асимптотика больших расстояний имеет вид $\varepsilon_{ik}^0(\mathbf{x}) = a_{ik}(\theta, \varphi)/|\mathbf{x}|^3$ [4], а для ДД — $\varepsilon_{ik}^t(\mathbf{x}) = d_{ik}(\varphi)/|\mathbf{x}_\perp^t|^2$ [5]. В этом случае для парных конфигурационных корреляторов поля $W_t = V_t + \varepsilon_{ik}^t q_{ik}$ имеем

$$\langle W_t(\mathbf{p})\, W_t(\mathbf{q}) \rangle = [v_0^t + u_0^t(\mathbf{n})]\, \delta(\mathbf{p}+\mathbf{q}) \times \left[\delta_{t0} + \sum_{s=1}^{3} \delta_{ts} \delta(p_s) \right], \tag{6}$$

распределение дефектов считаем δ-коррелированным и гауссовым. Величины v_0^t, u_0^t являются эффективными вершинами взаимодействия флуктуаций ПП, причем v_0^t описывает рассеяние на ядре дефекта, а появление $u_0^t(\mathbf{n})$ вызвано нелокальными искажениями решетки.

Для исследования критических свойств модели с гамильтонианом (4) рассмотрим систему уравнений ренормализационной группы (РГ) на перенормированные инвариантные заряды λ, $\mu(\mathbf{n})$, v_t, $u_t(\mathbf{n})$, соответствующие вершинам взаимодействия λ_0, $\mu_0(\mathbf{n})$, v_0^t, $u_0^t(\mathbf{n})$. В случае $\mu(\mathbf{n}) = u_t(\mathbf{n}) = 0$, т. е. $q_{ik}=0$, мы получаем систему уравнений, тождественную рассмотренной в [6], имеющей устойчивую фиксированную точку (ФТ) типа $\lambda=\lambda_*$, $v_0=v_*$, $v_s=w_*$. Покажем, что эта ФТ остается устойчивой и при «включении» упругого взаимодействия. Линеаризованные РГ уравнения на новые заряды в окрестности ФТ

$$\lambda=\lambda_*,\ v_0^*=v_*,\ v_1^*=v_2^*=v_3^*=w_*,\ \mu^*(\mathbf{n})=u_t^*(\mathbf{n})=0 \tag{7}$$

имеют вид

$$du_t(\mathbf{n})/dr=A(\varepsilon+\xi_t)\,u_t(\mathbf{n})+v_t^*B\mu(\mathbf{n}),$$
$$d\mu(\mathbf{n})/dr=A(\varepsilon)\,\mu(\mathbf{n}),\ A(z)=z-2\eta_d-2G, \tag{8}$$

$r=\ln(R/R_0)$, где R — корреляционный радиус (КР), $\varepsilon=4-D$, ξ_t — эффективная размерность дефекта ($\xi_0=0$, $\xi_s=1$, $s=(1,\ 2,\ 3)$). Анализ топологической структуры ряда перенормированной теории возмущений для G показывает, что он тождественно совпадает с правой частью уравнения на трехвостую вершину $T(r)$, входящую в тождество Уорда [7], т. е. $d\ln T/dr=-G$, откуда получаем $A(\varepsilon+\xi)=(\alpha_d+\nu_d\xi)/\nu_d$, где ν_d — индекс КР. Индексы устойчивости $\tilde\lambda_X$ ФТ (7) по зарядам $\mu(\mathbf{n})$, $u_t(\mathbf{n})$ имеют вид

$$\tilde\lambda_\mu=\tilde\lambda_0=\alpha_d/\nu_d,\ \tilde\lambda_s=-y/\nu_d,\ y=-(\alpha_d+\nu_d). \tag{9}$$

Покажем, что $y>0$, откуда следует $\tilde\lambda_X<0$, т. е. ФТ (7) устойчива. Рассмотрим коррелятор случайных полей для протяженных дефектов определенной ориентации

$$\tilde W=\int d^{D-\xi}x\,\langle V_1(\mathbf{x})\,V_1(\mathbf{y})\rangle.$$

Нетрудно показать, воспользовавшись методом, предложенным в [8] для вывода критерия Харриса, что изменение величины $\delta w=\tilde w-w_*$ при рекурсивных РГ преобразованиях с изменением масштаба $\mathbf{x}\to\mathbf{x}'=\mathbf{x}/s$ имеет вид $\delta w'\simeq s^{\rho/\nu}\delta w$, где $\rho=\alpha+\xi\nu$, откуда следует необходимый критерий устойчивости ФТ с протяженными дефектами размерности ξ

$$\alpha+\xi\nu\equiv\rho<0. \tag{10}$$

В случае $D=3$, $\xi=1$ имеем $G\simeq1$ при $N\geqslant2$ [6], $\rho_d=2-(D-\xi)(2-\eta_d-G)^{-1}\simeq-2\eta_d$; поскольку $\eta_d>0$ [6], получаем $\rho_d<0$. При $N=1$ в [6] было указано, что устойчивой является ФТ, соответствующая кристаллу только с точечными дефектами ($w_*=0$). Используя численные значения индексов случайной модели Изинга $\nu\simeq0.67$, $\alpha\simeq-0.013$ [9], получаем $\rho_I>0$, т. е. ФТ с $w_*=0$ неустойчива. Мы предполагаем, что при $N=1$ устойчивая ФТ все же существует, на что косвенно указывает независимость G от N (в низшем приближении). Сравнивая (9) и (10), убеждаемся, что $y=-\rho_d$ и, следовательно, $y>0$. Таким образом, ФТ (7) устойчива, причем, как было показано, устойчивость относительно упругих вершин непосредственно вытекает из устойчивости исходной примесной ФТ несжимаемого кристалла. В низшем приближении $y\simeq2\eta_d$, что совпадает с результатом однопетлевого приближения работы [3]. При $\tau=(T-T_c)/T_c\to0$ имеем

$$\mu(\mathbf{n})\sim\tau^{-\alpha_d},\ u_0(\mathbf{n})\sim(c_0+\ln\tau)\,\tau^{-\alpha_d},\ u_s(\mathbf{n})\sim\tau^{y}. \tag{11}$$

Полученные результаты непосредственно обобщаются на модели, анизотропные по ПП, если случайные и упругие поля оказываются сопряженными одним и тем же квадратичным формам ПП. При этом индексы кроссовера для случайных и упругих полей будут одинаковыми и существование устойчивой ФТ, отвечающей ФП в дефектном кристалле без учета сжимаемости решетки, автоматически влечет за собой ее устойчивость при «включении» упругих степеней свободы (см., в частности, [10]).

В случае сильной стрикции ($\max\,|\,\mu_0(\mathbf{n})\,|\gg v_0^t,\ |\,u_0^t\ (\mathbf{n})|$) указанная универсальность ФП может не достигаться, и вопрос о наблюдаемом критическом поведении требует численных расчетов для конкретных кристаллов. С другой стороны, если достижима область «примесного» скейлинга (т. е. окрестность T_c, где наблюдаются индексы, вычисленные в ФТ, типа (7)), как, например, это имеет место для некоторых примесных изинговских магнетиков [11], то в такой области должны наблюдаться асимптотики типа (11).

Автор выражает признательность А. Л. Корженевскому за полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] Sasvari L., Tadič B. // Z. Phys. B. 1981. V. 43. N 2. P. 163—172.
[2] Корженевский А. Л., Лужков А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 351—355.
[3] Корженевский А. Л., Лужков А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 787—789.
[4] Лейбфрид Г., Бройер Н. Точечные дефекты в металлах. М., 1981. 439 с.
[5] Фридель Ж. Дислокации. М., 1967. 648 с.
[6] Дороговцев С. Н. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 2053—2067.
[7] Гинзбург С. Л. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 1. С. 273—286.
[8] Ма Ш. Современная теория критических явлений. М., 1980. 298 с.
[9] Mayer I. O. // J. Phys. A. 1989. V. 22. N 14. P. 2815—2823.
[10] Лужков А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 113—115.
[11] Thurston T. R., Peter C. J., Birgeneau R. J., Horn P. M. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 16. P. 9559—9563.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
23 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
23 февраля 1990 г.

УДК 548 : 537.611

© Физика твердого тела, том 32, № 8, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 8, 1990

НАМАГНИЧЕННОСТЬ И МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ Bi—Ca—V ГРАНАТОВ, ЗАМЕЩЕННЫХ ИОНАМИ Sc^{3+}

К. П. Белов, Н. В. Волкова, Л. Ю. Мурашова, Л. А. Скипетрова

Благодаря высокой магнитооптической добротности в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах висмут-ванадий-кальциевые гранаты могут широко использоваться в качестве носителей информации в магнитооптических управляемых транспарантах [1, 2]. Вместе с тем добавка оксида скандия к висмут-ванадий-кальциевым ферритам-гранатам может привести дополнительно к изменению намагниченности

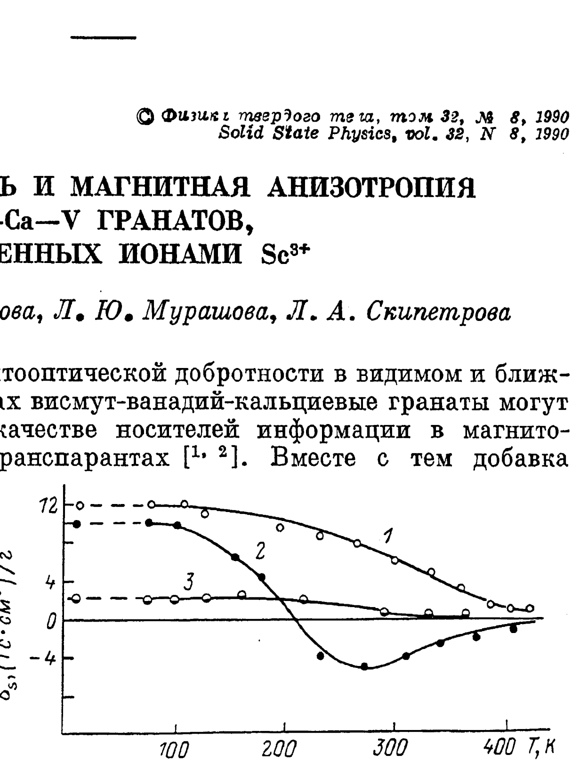

Рис. 1. Зависимость спонтанной намагниченности σ_s от температуры для системы $Bi_{0.4}Ca_{2.6}V_{1.3}Fe_{3.7-x}Sc_xO_{12}$.

и анизотропии этих ферритов, а также и к увеличению быстродействия ЭВМ. Из-за единственной в своем роде комбинации низкой анизотропии и низкой намагниченности эти гранаты полезны также в качестве изоляторов для мазеров [3]. Тем не менее, несмотря на большое практическое значение, висмут-кальций-ванадиевые гранаты, замещенные ионами Sc^{3+}, до сих пор не изучены.

Данная работа предпринята с целью исследования влияния ионов Sc^{3+} на магнитную анизотропию, намагниченность Bi—Ca—V гранатов. Из-