УДК 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ДВУМЕРНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С КУБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Б. Н. Шалаев

Множество магнитных и структурных фазовых переходов описывается моделью n-компонентного поля с гиперкубической симметрией, гамильтониан которой имеет вид

$$H = \int d^d x \left[\frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 + \frac{1}{2} \varkappa_0^2 \Phi^2 + \frac{u_0}{4!} (\Phi^2) + \frac{v_0}{4!} \sum_{i=1}^{n} \Phi_i^4 \right], \tag{1}$$

где $\varkappa_0^2 - \varkappa_{0c}^2 \sim \tau = (T - T_c/T_c)$. Трехмерная и $(4-\varepsilon)$-мерная версии этой модели изучены весьма детально [1-6], чего нельзя сказать о двумерной ее разновидности. В то же время двумерная модель (1) имитирует критическое поведение перовскитов $KMnF_3$, $SrTiO_3$ и ряда слоистых сегнетоэлектриков, динамика флуктуаций в которых носит отчетливо выраженный двумерный характер [7-9]. Ниже получены асимптотически точные (в пределе $T \to T_c$) выражения для основных термодинамических величин (1) при $d=2$ и $n \neq 2$.

Идея работы состоит в следующем. Рассмотрим ряд теории возмущений для произвольного коррелятора по степеням изотропного заряда u_0 в области малых τ. Масштабная размерность величины u_0 на базисе изинговской фиксированной точки (ФТ) равна α/ν, где α, ν — критические индексы теплоемкости и корреляционного радиуса модели Изинга (МИ). Для двумерной МИ $\alpha=0$, следовательно, теория возмущений по константе связи u_0 является логарифмической. Задачу о суммировании последовательности главных логарифмов можно решить сведением (1) к эквивалентной двумерной фермионной модели.

Преобразуем статистическую сумму Z системы (1) (u_0, $v_0 > 0$) следующим образом

$$Z = \int D\Phi \exp[-H(\Phi)] = \int D\lambda D\Phi \exp\left\{ -\int d^2x \left[\frac{1}{2} (\nabla\Phi)^2 + \frac{1}{2} \varkappa_0^2 \Phi^2 + i\lambda\Phi^2 + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{v_0}{24} \sum_{i=1}^{n} \Phi_i^4 + \frac{\lambda^2}{2u_0} \right] \right\} = \int D\lambda \exp\left(-\frac{1}{2u_0} \int d^2x \lambda^2 \right) Z_{IM}^n (\varkappa_0^2 + i\lambda(x)), \tag{2}$$

где Z_{IM} — точная статсумма двумерной МИ, в которой роль затравочной массы играет величина $\varkappa_0^2 + i\lambda(x)$. Для Z_{IM} имеется представление в виде континуального интеграла по грассмановым переменным [10]

$$Z_{IM} = \int D\bar{\psi} D\psi \exp\left\{ -\int d^2x \left[i\bar{\psi}\hat{\partial}\psi + m_0 \bar{\psi}\psi \right] \right\}, \tag{3}$$

где $\bar{\psi}$, ψ — майорановские спинорные поля, $m_0 \sim \tau$, $\gamma_\mu = \sigma_\mu$, $\hat{\partial} = \gamma_\mu \partial_\mu$, $\bar{\psi} = \psi^T \gamma_0$. Для нахождения Z_{IM} в (2) необходимо m_0 в (3) заменить на $\varkappa_0^2 + i\lambda(x)$. Это следует из того, что в (1), (2) оператором плотности энергии $\varepsilon(x)$, сопряженным температурной переменной τ, является Φ^2, а в (3) в качестве $\varepsilon(x)$ выступает величина $\bar{\psi}\psi$. Произведя указанную замену, подставив (3) в (2) и проинтегрировав по λ, получим

$$Z = \int D\lambda \exp\left(-\frac{1}{2u_0} \int d^2x \lambda^2 \right) \int \prod_{a=1}^{n} D\bar{\psi}_a D\psi_a \exp\left\{ -\int d^2x \left[i\bar{\psi}_a \hat{\partial}\psi_a + (\varkappa_0^2 + i\lambda) \bar{\psi}_a \psi_a \right] \right\} =$$
$$= \int \prod_{a=1}^{n} D\bar{\psi}_a D\psi_a \exp\left\{ -\int d^2x \left[i\bar{\psi}_a \hat{\partial}\psi_a + \varkappa_0^2 \bar{\psi}_a \psi_a + u_0 (\bar{\psi}_a \psi_a)^2 \right] \right\}. \tag{4}$$

Итак, рассматриваемая система в окрестности точки Кюри эквивалентна $O(n)$-инвариантной модели Гросса—Неве, перенормируемой в двумерном пространстве. Очень важно, что затравочная изотропная вершина u_0 имеет «неправильный» знак, поэтому при $n > 2$ имеет место нуль-заряд, а не асимптотическая свобода. Последней в нашей задаче соответствует по-видимому, фазовый переход I рода.

Уравнение Гелл—Манна—Лоу, описывающее эволюцию инвариантного заряда u в однопетлевом приближении, имеет вид

$$\frac{du}{dt} = -\frac{(n-2)\,u^2}{\pi}, \quad t = \ln\frac{\Lambda}{m}, \tag{5}$$

где m — обратный радиус корреляции, Λ — импульс обрезания. Из (5) получаем нуль-зарядную асимптотику для u при $t \to \infty$, $n > 2$,

$$u = \frac{\pi}{(n-2)\,t}. \tag{6}$$

Для вычисления температурных зависимостей теплоемкости и радиуса корреляции запишем уравнения ренорм-группы

$$\frac{dm}{d\tau} = T, \quad \frac{d\ln T}{dt} = -\frac{(n-1)\,u}{\pi}, \tag{7}$$

где T — вершина с двумя спинорными хвостами и одним углом, вычисленная на нулевых внешних импульсах. Подставляя (6) в (7) и интегрируя, находим

$$m \sim \tau\left(\ln\frac{1}{\tau}\right)^{\frac{1-n}{n-2}}, \quad T \sim t^{\frac{1-n}{n-2}}. \tag{8}$$

Теплоемкость связана с T соотношением

$$C \sim \int dt T^2(t) \sim \frac{n-2}{n}\, t^{1-\frac{n}{n-2}} \tag{9}$$

Формулы (8), (9) переходят в правильные выражения в известных частных случаях: при $n=1$ мы получаем классические формулы Онсагера; в случае $n=0$ (8), (9) воспроизводят известные результаты Вик. С. и В. С. Доценко для МИ с примесными связями [11] (для нее $n=0$, $u_0 < 0$, поэтому асимптотика (6) справедлива). Устремив $n \to \infty$ в (9), получим результат Лушникова для теплоемкости МИ с равновесными примесями [12]. В этом случае происходит фишеровская ренормировка индексов.

Наши результаты непосредственно неприменимы к модели Бакстера ($n=2$), которая требует отдельного рассмотрения [13] и здесь не обсуждается.

Интересно, что при всех $n > 2$ теплоемкость конечна в точке перехода, поэтому замороженные примеси типа «случайная температура» в данной задаче несущественны.

Таким образом, критическое поведение (1) в области u_0, $v_0 > 0$ для $d=2$, $n > 2$ определяется изинговской ФТ. Критические температурные зависимости термодинамических величин отличаются от изинговских лишь медленно меняющимися логарифмическими множителями. (Результаты, касающиеся корреляционной функции (1) при $\tau=0$ и восприимчивости, будут опубликованы отдельно). Здесь имеется определенная аналогия с четырехмерными системами, где самодействие флуктуирующих полей также порождает логарифмические поправки к термодинамическим характеристикам свободной теории [14].

Благодарю А. И. Соколова за то, что он привлек мое внимание к этой задаче, а также С. Н. Дороговцева и С. А. Ктиторова за полезные обсуждения.

Литература

[1] *Ketley I. J., Walace D. J.* J. Phys. A, 1973, vol. 6, N 11, p. 1667—1680.
[2] *Шалаев Б. Н.* ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 6, с. 2301—2307.
[3] *Соколов А. И., Шалаев Б. Н.* ФТТ, 1981, т. 23, № 7, с. 2058—2063.
[4] *Newman K. E., Riedel E. K.* Phys. Rev. B, 1982, vol. 25, N 1, p. 264—280.
[5] *Майер И. О., Соколов А. И.* ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3454—3456.
[6] *De'Bell K., Geldart D. J W.* Phys. Rev. B, 1985, vol. 32, N 7, p. 4763—4765.
[7] *Comes R., Denoyer F., Deshamps L., Lambert M.* Phys. Lett. A, 1971, vol. 34, N 1, p. 65—67.
[8] *Feder J* Ferroelectrics, 1976, vol. 12, N 1, p. 71—84.
[9] *Кижаев С. А., Смоленский Г. А., Таганцев А. К.* Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 43, № 9, с. 445—447.
[10] *Schultz T. D., Mattis D. S., Lieb E. H.* Rev. Mod. Phys., 1964, vol. 36, N 3, p. 856—871.
[11] *Dotsenko Vik. S., Dotsenko V. S.* Adv. in Phys., 1983, vol. 32, N 2, p. 129—172.
[12] *Лушников А. А.* ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 1, с. 215—218.
[13] *Jose J V., Kadanoff L. P., Kirkhatrick S., Nelson D. R.* Phys. Rev. B, 1977, vol. 16, N 3, p. 1217—1241.
[14] *Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е.* ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 6, с. 2087—2098.

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

Поступило в Редакцию
22 сентября 1987 г.

УДК 539.214

Физика твердого тела, том 30, в. 3, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 3, 1988

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ LiF ПРИ СМЕНЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕФОРМАЦИИ 293 $\rightleftarrows$ 4.2 K

Т. В. Самойлова, С. В. Лубенец, Х.-Й. Кауфманн,[1] *Б. И. Смирнов*

В настоящее время при изучении физики пластической деформации кристаллов часто используются последовательные испытания образцов в разных условиях опыта (например, со сменой температуры или скорости деформации). При этом, естественно, возникает вопрос о влиянии первоначально заданной дефектной структуры кристалла на параметры его течения в новых условиях и о степени устойчивости этой структуры. Поскольку прямые исследования весьма затруднительны, обычно предполагается, что дефектная структура и плотность подвижных дислокаций в образцах остаются при смене условий испытания неизменными. Однако имеющиеся эксперименты свидетельствуют о том, что такое предположение не всегда является обоснованным. Так, было показано, что при смене температуры опыта между 293 и 77 K может происходить изменение плотности дислокаций в кристаллах LiF [1]. В [2] на алюминии наблюдалось изменение ширины рентгеновских линий при переходе 293 $\rightarrow$ 4.2 K. Некоторые особенности поведения дислокационной структуры в высокочистых кристаллах LiF при таком переходе были обнаружены в [3].

В данной работе более подробно изучены изменения дислокационной структуры кристаллов LiF при смене температуры деформации 293 $\rightleftarrows$ 4.2 K и проведено сопоставление полученных результатов с данными [1] для этих же кристаллов при переходе 293 $\rightleftarrows$ 77.

Исследовались кристаллы LiF ($\sim 2\cdot 10^{-3}$ % Mg), выращенные методом Киропулоса на воздухе. После отжига и медленного охлаждения из кристаллов выкалывались образцы размером $3.5\times 4.5\times 10$ мм, которые после

---

[1] Академия наук ГДР, Берлин.