1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, № 12
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 12

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ КРИТИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВТОРОГО РОДА

И. М. Дубровский

Показано, что обнаруженное в некоторых экспериментах в ферромагнетиках возрастание эффективного критического показателя $\bar\beta = d \ln M / d \ln(-\tau)$ может быть объяснено присутствием замороженных неоднородностей типа «локальная температура фазового перехода».

Улучшение экспериментальной техники позволило в ряде работ [1-4] обнаружить отклонение в температурной зависимости термодинамических величин от предсказываемых теорией асимптотических степенных законов. Эти отклонения обычно интерпретируются как влияние следующих членов асимптотических разложений, которые также описываются теорией [5-8]. Например, для спонтанной намагниченности температурная зависимость с учетом первой поправки должна иметь вид

$$M = M_0 (-\tau)^\beta [1 + a(-\tau)^\Delta], \quad (\tau < 0), \tag{1}$$

где $\tau = (T - T_0)/T_0$, β и Δ — универсальные критические показатели, a — неуниверсальная амплитуда. Удобнее исследовать эффективный критический показатель

$$\bar\beta = \frac{d \ln (M/M_0)}{d \ln (-\tau)} = \beta + a(-\tau)^\Delta \Delta. \tag{2}$$

Показатель Δ положителен, и второе слагаемое стремится к нулю при стремлении к нулю τ. Теоретически по мере удаления от точки перехода $\bar\beta$ должен увеличиваться, переходя от скэйлингового асимптотического значения $\bar\beta = \beta = 0.365$ для гейзенберговского ферромагнетика к $\bar\beta = 0.5$, который следует из теории Ландау [9]. Однако в [4] обнаружен рост $\bar\beta$ по мере приближения к точке перехода, откуда делается заключение об отрицательности амплитуды a. При этом асимптотические значения $\bar\beta$ при $\tau \to 0$, полученные экстраполяцией, оказываются разными для железа и никеля, что противоречит гипотезе универсальности.

В связи с этим рассмотрим другую причину, приводящую к температурной зависимости $\bar\beta$. В экспериментальных твердотельных образцах обычно имеются неоднородности, создаваемые примесями, дислокациями и другими дефектами кристаллического строения, которые могут влиять на поведение термодинамических величин вблизи точки фазового перехода второго рода.

Для случаев, когда описание влияния дефектов в гамильтониане не содержит параметров размерности длины за исключением межатомного расстояния (нескоррелированные примеси, с однородной концентрацией, цепочки примесей и т. п.), фазовые переходы второго рода изучались методом масштабных преобразований в большом количестве работ [10-12].

Во многих случаях оказалось, что фазовый переход описывается другой неподвижной точкой с другими критическими индексами. Для ряда систем эта точка является фокусом, т. е. некоторые критические показатели комплексны. В других ситуациях неподвижной точки не найдено, все траектории являются убегающими. Интерпретация таких результатов затруднительна. Предполагают, что это означает переход первого рода или размытый фазовый переход. Ни одна из этих работ не описывает температурной зависимости критического показателя β, которая наблюдалась в перечисленных выше экспериментах.

В работах [13-16] развита теория фазовых переходов второго рода в системах, в которых влияние несовершенств может быть описано введением поля локальной температуры фазового перехода $T_c(\mathbf{r})$. Такое описание возможно для деформированных кристаллов, в частности для кристаллов, искаженных дислокациями, в случае примесей с крупномасштабно изменяющейся концентрацией, или примесных центров и включений с медленно убывающим с расстоянием влиянием на температуру перехода в матрице. В таких системах при понижении температуры появляется каркас упорядоченных областей, где $T < T_c(\mathbf{r})$. В более ранних работах [17, 18] предполагалось, что каркас возникает упорядоченным, но нами было показано, что длинноволновые флуктуации приводят к разбиению его длинных связей на антифазные домены, и фазовый переход связан с возникновением упорядочения знака (или направления) параметра порядка в узлах каркаса. Слагаемое в свободной энергии, описывающее этот переход, аналогично свободной энергии системы классических спинов с флуктуирующим эффективным взаимодействием, зависящим от температуры. Критические показатели этого перехода не найдены, однако отмечено, что во многих случаях каркас в момент перехода составляет малую долю объема системы, и поэтому наблюдение критического поведения в эксперименте затруднено.

При дальнейшем понижении температуры растет объем упорядоченных областей и величина параметра порядка (намагниченности) в них, а упорядоченный каркас подавляет флуктуации знака (направления). Поэтому, если предположить, что $\tau_c(\mathbf{r}) = [T_c(\mathbf{r}) - T_0]/T_0$ имеет плотность распределения $w(\tau_c/\sigma)/\sigma$, нормированную на единицу, то, как показано в [13], средняя величина намагниченности $\bar{M}$ описывается формулой

$$\bar{M} = M_0 1/\sigma \int_{\tau}^{\infty} (\tau_C - \tau)^{\beta} w(\tau_C/\sigma)\, d\tau_C. \tag{3}$$

Здесь мы пренебрегли асимптотически малой поправкой к β, следующей из (2). В [13] был вычислен показатель $\bar{\beta}$ по формуле (3) для случая, когда распределение w формируется хаотически распределенными прямолинейными дислокациями. В данной работе мы не будем задавать определенный вид функции w, ограничиваясь некоторыми общими ее свойствами и выбирая T_0 таким образом, чтобы первый момент ее равнялся нулю,

$$\bar{\beta} = (-\tau)\,\beta \int_{\tau}^{\infty} (\tau_C - \tau)^{\beta-1} w(\tau_C/\sigma)\, d\tau_C \Bigg/ \int_{\tau}^{\infty} (\tau_C - \tau)^{\beta} w(\tau_C/\sigma)\, d\tau_C =$$
$$= \beta z \int_{-z}^{\infty} (x+z)^{\beta-1} w(x)\, dx \Bigg/ \int_{-z}^{\infty} (x+z)^{\beta} w(x)\, dx,$$
$$z = -\tau/\sigma, \qquad x = \tau_C/\sigma. \tag{4}$$

При $z \to 0$, $\bar{\beta} \to 0$, так как знаменатель в (4) остается конечным. При больших z асимптотически

$$\bar{\beta} \approx \beta \left[1 - 1/z \int_{-z}^{\infty} \left(1 + \frac{x}{z}\right)^{\beta-1} x w(x)\, dx \right]. \tag{5}$$

Исследуя асимптотическое поведение $\bar\beta$ из (5), можно показать, что если второй момент функции $w(x)$ существует, то

$$\bar\beta \approx \beta\left[1+\frac{A}{z^2}+\ldots\right], \tag{6}$$

где $A>0$. Если второй момент не существует, т. е. при $w(x\to\infty)\sim x^{-2-\varepsilon'}$ и (или) при $w(x\to-\infty)\sim x^{-2-\varepsilon}$ $(0<\varepsilon,\ \varepsilon'\leqslant 1)$,

$$\bar\beta \approx \beta\left[1+\frac{B}{z^{1+\varepsilon}}+\frac{C}{z^{1+\varepsilon'}}+\ldots\right]. \tag{7}$$

При этом $C>0$, а $B>0$, если $\varepsilon>0.369$. При ε (или ε')$=1$ соответствующи йасимптотический член пропорционален $\ln z/z^2$ и положителен. Для лоренцовского распределения ($\varepsilon=\varepsilon'=0$) коэффициент при z^{-1} также положителен. Аналогичные результаты могут быть получены и для распределений, представляющих собой суммы однопараметрических функций рассмотренного типа с различными параметрами σ.

Таким образом, для широкого класса плотностей распределения локальной температуры фазового перехода при безразмерных температурах, значительно превышающих по модулю ширину распределения, $\bar\beta$ будет возрастать по мере приближения к точке перехода. В [13] такое поведение было найдено численно только для одного вида плотности распределения.

Параллельность магнитных моментов различных упорядоченных областей, приводящая к формуле (3), может быть обусловлена не только дислокационным каркасом, но и слабым однородным магнитным полем, которое в эксперименте обычно включают для подавления образования магнитных доменов при фазовом переходе.

Отметим, что в [19], где амплитуда первой асимптотической поправки a из (1) определялась для жидкости, она оказалась положительной. Соображения, приведенные в [9], позволяют предположить, что положительность a — универсальное свойство, подтверждаемое экспериментом в жидкости, где нет замороженных неоднородностей.

Список литературы

[1] Kobeissi M. A. // Phys. Rev. B. 1981. V. B24. N 5. P. 2380—2386.
[2] Stûsser N., Rekveldt M. Th., Spruijt T. // Phys. Rev. B. 1985. V. B31. N 9. P. 5905—5910.
[3] Stûsser N., Rekveldt M. Th., Spruijt T. // J. Magn. and Magn. Mater. 1986. V. 54—57. Pt 2. P. 723—724.
[4] Stûsser N., Rekveldt M. Th., Spruijt T. // Phys. Rev. B. 1986. V. B33. N 9. P. 6423—6427.
[5] Wegner F. J. // Phys. Rev. B. 1972. V. B5. N 11. P. 4529—4536.
[6] Brezin E., Le Gui Uou J. C., Zinn-Justin J. // Phys. Rev. D. 1973. V. D8. N 8. P. 2418—2430.
[7] Берестов А. Т. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 1. С. 348—353.
[8] Паташинский А. З., Покровский В. Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982.
[9] Климонтович Ю. Л. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1633—1643.
[10] Хмельницкий Д. Е. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 5. С. 1960—1968.
[11] Stolan B., Pytte E., Grinstein G. // Phys. Rev. B. 1984. V. B30. N 3. P. 1506—1510.
[12] Дороговцев С. Н. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 2053—2067.
[13] Дубровский И. М., Кривоглаз М. А. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 3 (9). С. 1017—1031.
[14] Дубровский И. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1267—1269.
[15] Дубровский И. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2731—2737.
[16] Дубровский И. М. // Укр. физ. журн. 1989. Т. 34. № 12. С. 1850—1855.
[17] Гинзбург С. Л. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 5. С. 1961—1966.
[18] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // УФН. 1978. Т. 126. № 2. С. 233—268.
[19] Анисимов В. М., Берестов А. Т., Воронов В. П. и др. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 5. С. 1661—1669.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
6 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
12 июля 1990 г.