объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-88-195

В.Л.Аксенов, С.А.Сергеенков

СКЕЙЛИНГОВОЕ ПОВЕДЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ФУНКЦИИ В МОДЕЛИ ПРОТОННОГО СТЕКЛА

Направлено в журнал "Ferroelectrics Letters"

1988

ВВЕДЕНИЕ

Значительные успехи на пути теоретического и экспериментального исследования релаксационных свойств спиновых стекол стимулировали рост интереса к изучению родственных им систем - протонных стекол [1-4]. Наиболее известными из них являются стекла на основе смешанных сегнето - антисегнетоэлектрических кристаллов типа КДР. В работах [5,6] было предложено теоретическое описание фазовой диаграммы для этого типа протонных стекол с учетом возможности туннелирования протонов на водородных связях с частотой Ω. Далее, в работе [7], в рамках псевдоспиновой модели Изинга в поперечном поле с конкурирующими взаимодействиями, рассмотрен вопрос о связи между неэргодическим поведением модели и существованием фазы протонного стекла при $T < T_g$, а также указано на зависимость температуры стеклования T_g от частоты туннелирования Ω в области концентраций $x \simeq 0{,}5$ /область протонного стекла/, где случайное обменное взаимодействие $J_2(x) \simeq \Omega$. Целью настоящей заметки является дальнейшее развитие этой модели на предмет выявления долговременной релаксации в поведении протонной корреляционной функции. Основное внимание будет уделено низкочастотному критическому поведению вблизи T_g.

МОДЕЛЬ

Модель для описания смешанных сегнето-антисегнетоэлектрических кристаллов с туннелированием имеет вид [7]:

$$H = -\Omega \sum_i S_i^x - \frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} S_i^z S_j^z . \qquad /1/$$

В приближении среднего поля термодинамические средние наблюдаемых величин даются формулой:

$$m_i \equiv \langle S_i^z \rangle = \frac{H_i^z}{2H_i} \operatorname{th}\left(\frac{H_i}{2kT}\right) , \qquad /2/$$

где

$$H_i^2 = \Omega^2 + (H_i^z)^2 , \quad H_i^z = \sum_j J_{ij} m_j .$$

В приближении виртуального кристалла температура перехода в фазу протонного стекла [7]:

$$\frac{1}{kT_g} = \frac{2}{\Omega}\, \mathrm{arth}\left(\frac{2\Omega}{J_2}\right), \qquad J_2^2 = \sum_\ell \overline{J_{i\ell}^2}. \qquad /3/$$

Здесь черта означает усреднение по случайным конкурирующим связям J_{ij}, причем в парафазе $\overline{m_i} = 0$. С помощью подходящей зависимости J_2 и Ω от концентрации удается вполне удовлетворительно описать фазовую диаграмму системы типа RADP, а также наблюдаемые изотопические эффекты [4,5-7].

ДИНАМИЧЕСКИЙ СКЕЙЛИНГ

Введем в рассмотрение продольную изотермическую функцию релаксации /псевдоспиновый коррелятор/ [9]:

$$\phi_{ik}^{zz}(t) = \overline{\langle \delta S_i^z(t)\, \delta S_k^z \rangle}, \qquad \delta S_i^z(t) = S_i^z(t) - m_i, \qquad /4/$$

и ее образ Лапласа:

$$\phi_{ik}^{zz}(z) = \frac{1}{i}\int_0^\infty dt\, e^{izt}\, \phi_{ik}^{zz}(t).$$

В работе [7] было показано, что функция $\phi_{zz}(z)$ имеет полюс при $z = 0$, отвечающий появлению неэргодичности в поведении протонного стекла. При этом временная корреляционная функция /4/ имеет конечный предел $\lim\limits_{t\to\infty} \phi_{zz}(t) = L$, где L - параметр неэргодичности. Наконец, на языке спектральной функции $\phi_{zz}''(\omega)$ это означает появление квазиупругого пика в когерентном рассеянии, а именно $\phi_{zz}''(\omega) = \pi L \delta(\omega)$.

Посмотрим теперь, как ведут себя все эти функции в области низких /но конечных/ частот вблизи границы перехода из парафазы в фазу протонного стекла, т.е. при условиях

$$|z/\nu| \ll 1, \qquad |\epsilon| \ll 1, \qquad \epsilon \equiv \frac{T - T_g}{T_g}. \qquad /5/$$

Здесь $i\nu$ отвечает регулярному вкладу в токовую корреляционную функцию, ведущему к обычному диффузионному поведению $\phi_{zz}(z)$ [8].

Искомое решение самосогласованных уравнений на релаксационную функцию $\phi_{zz}(z)$, полученных методом Церковникова [10], в приближении /5/ имеет вид

$$\phi_{zz}(z) = \frac{C_0}{4|\epsilon|} f(\xi), \qquad /6/$$

где

$$f(\xi) = \begin{cases} \dfrac{i}{1 + \sqrt{1 - i\xi}}, & T \geq T_g \\[2ex] -\dfrac{2}{\xi} + \dfrac{i}{1 + \sqrt{1 - i\xi}}, & T < T_g, \end{cases} \qquad /7/$$

$$C_0 = 4\nu/\Omega^4, \qquad \xi = z/\omega_c, \qquad \omega_c = \epsilon^2/C_0.$$

Выполняя обратное преобразование Лапласа согласно /4/, для временного поведения имеем

$$\phi_{zz}(t) = \begin{cases} \dfrac{|\epsilon|}{\sqrt{\pi\tau}}\, e^{-\tau}, & T > T_g \\[2ex] \sqrt{\dfrac{C_0}{\pi t}}, & T = T_g \\[2ex] L + \dfrac{|\epsilon|}{\sqrt{\pi\tau}}\, e^{-\tau}, & T < T_g. \end{cases} \qquad /8/$$

Здесь $\tau = t\omega_c$, $L = -2|\epsilon|\theta(T_g - T)$ - параметр неэргодичности.

Наконец, спектральная функция $\phi_{zz}''(\omega)$ ведет себя следующим образом:

$$\phi_{zz}''(\omega) = \begin{cases} \dfrac{|\epsilon|}{\omega_c}\left(1 + \dfrac{\omega^2}{\omega_c^2}\right)^{-1/4}, & T > T_g \\[2ex] \sqrt{\dfrac{C_0}{\omega}}, & T = T_g \\[2ex] \pi L \delta(\omega) + \dfrac{|\epsilon|}{\omega_c}\left(1 + \dfrac{\omega^2}{\omega_c^2}\right)^{-1/4}, & T < T_g. \end{cases} \qquad /9/$$

Таким образом, в полной аналогии со случаем спинового стекла [8], из /6/ следует скейлинговый закон:

$$\lambda \cdot \phi_{zz}(\lambda^2 z, \lambda\epsilon) = \phi_{zz}(z, \epsilon). \qquad /10/$$

Подчеркнем также характерное изменение временной функции $\phi_{zz}(t)$ от экспоненциального поведения /при $T > T_g$ и $T < T_g$ / к степенному /при $T = T_g$/, т.е. кроссовер при переходе через критическую точку.

Критическая частота ω_c естественным образом разделяет гидродинамический ($|z| \ll \omega_c$) и критический ($|z| \gg \omega_c$) режимы, что находит свое отражение в асимптотическом поведении спектральной функции:

$$\phi''_{zz}(\omega) = \begin{cases} \dfrac{2C_0}{|\epsilon|}\left(1 - \dfrac{\omega^2}{2\omega_c^2}\right), & \omega \ll \omega_c \\ \sqrt{\dfrac{C_0}{\omega}}\left(1 - \dfrac{\omega_c^2}{2\omega^2}\right), & \omega \gg \omega_c . \end{cases} \qquad /11/$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе выводы о низкочастотном критическом поведении продольной релаксационной функции указывают на возможный способ их экспериментальной проверки с помощью когерентного квазиупругого рассеяния поляризованных нейтронов. Действительно, как следует из нашего анализа, учет длинноволновых флуктуаций корреляционной функции, т.е. зависимость ϕ_{zz} от q, приводит к следующей картине: при приближении к критической точке со стороны парафазы коэффициент диффузии протонов исчезает по линейному закону $D \sim |\epsilon|$, а при подходе со стороны фазы стекла корреляционная длина пространственных флуктуаций поляризации расходится как $r_0 \sim |\epsilon|^{-1/2}$.

Авторы выражают благодарность Н.М.Плакиде за интерес к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Courtens E.- Helv.Phys.Acta, 1983, vol.56, p.705.
2. Courtens E. - Phys.Rev.Lett., 1984, vol.52, p.69.
3. Courtens E. et al. - Phys.Rev.Lett., 1985, vol.55, p.1820.
4. Blinc R. et al. - Phys.Scr., 1986, vol.T13, p.205.
5. Pirc R. et al. - Z.Phys.B, 1985, vol.61, p.69.
6. Aksenov V.L. et al. - J.Phys.C., 1985, vol.18, p.1519.
7. Aksenov V.L. et al. - Ferroelectrics, 1987, vol.72, p.257.
8. Götze W., Sjörgen L. - J.Phys.C, 1984, vol.17, p.5759.
9. Götze W. - Z.Phys. B., 1984, vol.56, p.139.
10. Tserkovnikov Yu.A. - Theor.Math.Phys., 1981, vol.49, p.219.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 марта 1988 года.

Аксенов В.Л., Сергеенков С.А. Р17-88-195
Скейлинговое поведение релаксационной функции в модели протонного стекла

В рамках псевдоспиновой модели Изинга в поперечном поле со случайными связями описано поведение изотермической функции релаксации на низких частотах вблизи перехода из параэлектрической фазы в фазу протонного стекла. Получен скейлинговый характер поведения функции, а также кроссовер при переходе через критическую точку. Обсуждается аналогия с поведением релаксационной функции в модели спинового стекла.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Aksenov V.L., Sergeenkov S.A. P17-88-195
Scaling Behaviour of Relaxation Function in Proton Glass Model

In the framework of the transversal Ising model with random competing interactions a low-frequency critical behaviour of the local spin relaxation function is described. The scaling of the relaxation function and the crossover through the critical region is obtained. The analogy with the behaviour of the spin-glass relaxation function is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988