объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-87-187

Н.Б.Иванов, Т.М.Мишонов

ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТОЛСТОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛАСТИНЫ С ЭФФЕКТОМ БЛИЗОСТИ

Направлено в журнал "physica status solidi (b)"

1987

В рамках модели Гинзбурга-Ландау показано, что в сверхпроводящих образцах с плоскими дефектами может происходить размытие фазового перехода того же характера, что и в случае размытия в неупорядоченных образцах, связанного с учетом тепловых флуктуаций. Если дефекты служат как зародыши сверхпроводящей фазы при $T=T_s>T_c$, то в температурном интервале $T_c<T<T_s$ теплоемкость, связанная с дефектом, задается соотношением $C=const(T-T_c)^{-1/2}$, которое содержит только объемные характеристики образца.

1) Как правило, сверхпроводящий фазовый переход в поликристаллических текстурированных материалах размыт, что часто связывается с микроскопическими неоднородностями системы. В частности, размытие скачка теплоемкости типа $C\sim(T-T_c)^{-1/2}$ объясняется нарастанием роли тепловых флуктуаций из-за неупорядоченности образца [1]. В настоящей работе показано, что размытие такого же температурного поведения может получиться в системах с плоскими дефектами типа плоскостей двойникования, границ зёрен и др. в рамках теории среднего поля (т.е. без учета тепловых флуктуаций). Недавно проводились подробные исследования диамагнитных свойств сверхпроводящих S_n, N_b, R_e и др., содержащих одну плоскость двойникования [2].

2) Результаты этих экспериментов хорошо описываются моделью Гинзбурга-Ландау (ГЛ) с дополнительным δ-образным членом, в функционале свободной энергии [3]

$$F_s-F_n=\int_{-L/2}^{L/2}dx\left[(\hbar^2/4m)|d_x\Psi|^2+a|\Psi|^2+(b/2)|\Psi|^4-\gamma\delta(x)|\Psi|^2\right], \qquad (I)$$

где m – масса электрона, $a=\alpha(T-T_c)$. T_c -температура сверхпроводящего перехода в объеме; дефект расположен в плоскости $x=0$, L – тощина пленки. α, b -константы [4]. Членом с γ описывается усиление сверхпроводящих свойств в области плоского дефекта ($\gamma>0$).

В температурном интервале $T_c<T<T_s$ несимметричная фаза существует около дефекта эффективно в области с линейным размером порядка $\lambda=\hbar^2/2m\gamma$. Здесь T_s есть температура возникновения поверхностного состояния (для S_n $(T_s-T_c)/T_c\approx 0.01$); $T_s=m\gamma^2/\alpha\hbar^2$.

Минимизируя функционал (I), получаем уравнение для распределения параметра порядка $\Psi(x)$

$$-(\hbar^2/4m)d_x^2|\Psi|+a|\Psi|+b|\Psi|^3=0 \qquad (2)$$

и граничные условия к нему

$$d_x|\Psi|_{x=\pm 0}=\mp\lambda^{-1}|\Psi|_{x=0},\quad d_x|\Psi|_{\pm L/2}=0,\quad |\Psi|_{\pm L/2}=\Psi_b, \qquad (3)$$

где Ψ_b – равновесный параметр порядка в объеме ($\Psi_b = 0$ при $a>0$, $\Psi_b=(-a/b)^{1/2}$, $a<0$).

Уравнение (2) имеет интеграл Гинзбурга-Ландау

$$(\hbar^2/4m)(d_x|\Psi|)^2-a|\Psi|^2-(b/2)|\Psi|^4=\sigma, \qquad (4)$$

где σ – диагональная компонента тензора напряжений.

Удобно превратить функционал (I) в функцию от $\Psi_s\equiv|\Psi|_{x=0}$ и Ψ_b путем перехода к интегрированию по $|\Psi|$ при помощи уравнения (4). Результат таков:

$$F_s-F_n=(2\hbar/m^{1/2})\int_{\Psi_b}^{\Psi_s}\left(a|\Psi|^2+\frac{b}{2}|\Psi|^4+\sigma\right)^{1/2}d|\Psi|-L\sigma-\gamma\Psi_s^2. \qquad (5)$$

Здесь Ψ_s определяется условием минимума функции (5) по переменной Ψ_s, что совпадает с первым из граничных условий (3), где производные определены при помощи уравнения (4):

$$\Psi_s^2=b^{-1}\left(a_s-a+\sqrt{(a_s-a)^2-2b\sigma}\right),\quad a_s\equiv\alpha T_s. \qquad (6)$$

Второе из граничных условий (3) дает:

$$a\Psi_b^2+\frac{b}{2}\Psi_b^4+\sigma=0, \qquad (7)$$

а интегрирование уравнения (4) в интервале $(-L/2,L/2)$ приводит к выражению

$$m^{1/2}L/\hbar=\int_{\Psi_b}^{\Psi_s}\frac{d|\Psi|}{\sqrt{a|\Psi|^2+(b/2)|\Psi|^4+\sigma}}. \qquad (8)$$

Уравнения (6–8) определяют зависимость тензора напряжений от температуры $\sigma=\sigma(T)$, а также $\Psi_s=\Psi_s(T)$, $\Psi_b=\Psi_b(T)$. Выражение для теплоем-

кости получается двукратным дифференцированием уравнения (5) по параметру $a=\alpha(T-T_c)$. Результат особенно прост в случае толстой пластины, $L\gg\xi(a)$, ($\xi(a)=\hbar/2m^{1/2}|a|^{1/2}$ – корреляционная длина), когда $\Psi_b\approx 0$ при $a>0$ и $\Psi_b\approx(-a/b)^{1/2}$, $a<0$ и соответственно из уравнения (7) имеем: $\sigma=0$, $a>0$; $\sigma=a^2/2b$, $a<0$.

В этом предельном случае для теплоемкости на единицу площади образца получаем:

$$\frac{C_s-C_n}{\Delta C}=\begin{cases}\dfrac{\hbar}{m^{1/2}L}\,a^{-1/2}, & 0<a<a_s,\ L\gg\xi(a)\\[2mm] 1-\dfrac{\hbar}{(2m)^{1/2}L}|a|^{-1/2}, & a<0,\ L\gg\xi(a).\end{cases} \qquad (9)$$

В последних выражениях $\Delta C=\alpha^2T_c/b$ есть стандартный скачок теплоемкости в теории ГЛ.

3. Интересной особенностью уравнений (9) является то, что они не зависят от параметра γ, характеризующего дополнительную энергию, которая связана с плоским дефектом. По-видимому, эта особенность есть отражение того факта, замеченного Бреем и Моором [5], что так называемый экстраординарный переход при $T=T_c$, который связан с упорядочением объема в присутствии упорядоченной поверхности [5], всегда происходит, несмотря на причины, вызывающие локальное возникновение параметра порядка в области дефекта при $T>T_c$. Другими словами, сингулярная плоскость служит зародышем низкотемпературной фазы, которая распространяется с уменьшением температуры в объем, начиная с поверхности, но характеристики дефекта не влияют на термодинамику системы.

При металлургической обработке наблюдается размытие фазового перехода, которое может быть связано с неоднородностями разного характера. Например, при вытягивании проволок из пластического материала $NbTi$ возникают дислокации, которые являются центрами закрепления вихрей. В некоторых соединениях со структурой AI5 границы зерен тоже служат центрами закрепления. Дефекты такого рода в рамках теории ГЛ создают δ- образные особенности в функционале свободной энергии. Как правило, параметр γ в уравнении (I) меньше нуля, и это означает, что дефекты подавляют возникновение когерентного состояния.

Примером дефектов с $\gamma>0$ является большое количество плоскостей двойникования (ПД), которые получаются при пластической деформации в Sn [6]. В этом плане интересны исследования единичных ПД, для которых описание в рамках функционала ГЛ прекрасно согласуется с существующими экспериментальными данными [7].

Заметим, что размытие фазового перехода и, в частности, скачка теплоемкости по закону $(C_s-C_n)/\Delta C \sim |T-T_c|^{-1/2}$ может служить критерием для идентификации плоских дефектов с $\Gamma > 0$. (Аналогичное рассмотрение показывает, что диамагнитный момент ПД имеет температурную зависимость такого же характера, как и флуктуационный диамагнитный момент двумерных сверхпроводящих пленок). Это связано с тем, что флуктуационная добавка к теплоемкости, имеющая ту же самую корневую особенность, намного меньше обсуждаемого в этом сообщении эффекта, особенно когда в системе присутствует большое количество ПД , так что $(C_s-C_n)/\Delta C$ пропорциональна плотности плоскостей двойникования.

Граничная температура T^*, выше которой корневая зависимость будет наблюдаться $T_c < T^* < T_s$, определяется соотношением $\xi(T^*) \approx L$.

Это показывает, что на основе экспериментальной кривой для теплоемкости в принципе можно получить оценку для межплоскостного расстояния. Современная технология получения искусственных сверхрешеток, наверное, даст большое количество таких структур, где (I) будет описывать термодинамические свойства.

В заключение отметим, что термодинамическое поведение систем с плоскими дефектами похоже на поведение неупорядоченных систем с учетом тепловых флуктуаций, что необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

I. Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ 65 , I960 (I975)
   Y. Imry, S. Ma, Phys. Rev. Lett. 35, 1399 (1975).
   W.J. Skocpol and M. Tinkham, Pep. Progr. Phys , 38, 1049 (1975).
2. И.Н.Хлюстиков,С.Н.Москвин, ЖЭТФ 85, I846 (I985)
3. В.В.Аверин, А.Н.Буздин, Л.Н. Булаевский, ЖЭТФ 84, 737 (I984)
4. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Статистическая физика, ч.2, Наука, Москва, I978.
5. **A.J. Bray and M.A. Moor, J. Phys. A10, 1927 (1977)**
6. И.Н.Хлюстиков, М.С.Хайкин. Письма в ЖЭТФ, 38, I9I (I983)
7. А.Н.Буздин, Н.А.Хвориков, ЖЭТФ, 89, I857, (I985) ,
   Т.М.Мишонов, Препринт ОИЯИ, PI7-86-704,Дубна, (I986)

Рукопись поступила в издательский отдел
25 марта I987 года.

Иванов Н.Б., Мишонов Т.М.

Р17-87-187

Теплоемкость толстой сверхпроводящей пластины с эффектом близости

В рамках модели Гинзбурга - Ландау показано, что в сверхпроводящих образцах с плоскими дефектами может происходить размытие фазового перехода того же характера, что и в случае размытия в неупорядоченных образцах,связанного с учетом тепловых флуктуаций. Если дефекты служат зародышами сверхпроводящей фазы при $T > T_c$, теплоемкость задается формулой $C_s-C_n = \mathrm{const}\ |T - T_c|^{-1/2}$, зависящей только от объемных параметров.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Г.Г.Сандуковской

Ivanov N.B., Mishonov T.M.

P17-87-187

Heat Capacity of a Thick Superconducting Plate with Proximity Effect

It is shown that within the framework of the Ginzburg-Landau theory the plane defects may smear the superconducting phase transition in a manner similar to the smearing connected with the thermal fluctuations in disordered systems. If defects stimulate the appearance of a coherent phase at $T > T_c$, the heat capacity formula $C_s-C_n = \mathrm{const}\cdot|T-T_c|^{-1/2}$ contains only bulk parameters.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987