УДК 537.226

ФЛУКТУАЦИОННЫЙ СДВИГ T_c И ШИРИНА КРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Н.Н.Остроумов, А.И.Соколов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 7 февраля 1995 г.)

Показано, что флуктуационный сдвиг температуры фазового перехода и число Гинзбурга Gi, характеризующее ширину критической области, связаны друг с другом простым соотношением, которое может быть использовано для определения величины Gi в высокотемпературных сверхпроводниках. Для $YBa_2Cu_3O_7$ этот метод дает оценку Gi ≈ 0.001, которая очень хорошо согласуется с результатами, полученными ранее путем анализа многочисленных альтернативных экспериментальных данных.

Практически сразу же после открытия высокотемпературных сверхпроводников было осознано, что термодинамические флуктуации сверхпроводящего параметра порядка в них должны быть аномально сильными, а флуктуационные эффекты — сравнительно легко обнаружимыми [1,2]. Уже первые эксперименты позволили отчетливо выявить флуктуационную аномалию в температурной зависимости теплоемкости в окрестности T_c [3,4], обнаружить парапроводимость и флуктуационный диамагнетизм в нормальной фазе и т.д. Детальный анализ результатов этих и многих других экспериментов дал возможность оценить значения числа Гинзбурга Gi для наиболее популярных сверхпроводящих металлооксидов [5–8] (число Гинзбурга, как известно, характеризует относительную ширину температурного интервала, где флуктуации радикально влияют на поведение материала). Оказалось, что для $YBa_2Cu_3O_7$ величина Gi весьма близка к 0.001, тогда как для висмутовых и таллиевых соединений она на порядок больше и составляет 0.02–0.05.

В последнее время, однако, были опубликованы результаты ряда экспериментов, выполненных на высококачественных монокристаллах $YBa_2Cu_3O_7$, авторы которых считают, что развитое критическое поведение, характеризуемое нетривиальными значениями критических индексов, наблюдается в этом оксиде в значительно более широком интервале температур: начиная с $\tau = (T - T_c)/T_c \approx 0.01$ [9–11]. И хотя существуют более осторожные оценки ситуации, допускающие возможность описания обнаруженных аномалий на языке малых (гауссовских) флуктуационных поправок вплоть до $|\tau| \approx 0.001$ [12,13], вопрос явно нуждается в дальнейшем изучении. Об этом говорит как наличие крайней точки зрения, сторонники которой полагают, что теория слабых флуктуаций не работает в $YBa_2Cu_3O_7$ уже при $|T - T_c| \approx 4\,\mathrm{K}$ [14], чему отвечает $|\tau| \approx 0.04$ (!), так и недавняя дискуссия [15,16].

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на новый способ нахождения величины Gi, который, насколько нам известно, пока не применялся на практике. Речь идет об определении Gi по величине флуктуационного сдвига температуры фазового перехода ΔT_c. Как известно, учет флуктуаций параметра порядка приводит к уменьшению T_c по сравнению с тем значением, которое фигурирует в теории Гинзбурга–Ландау. В эксперименте ΔT_c можно определить, измеряя теплоемкость сверхпроводника в достаточно широком диапазоне температур выше и ниже T_c и применяя затем метод равных энтропий. Оказывается, что величина ΔT_c связана с числом Гинзбурга простым соотношением, которое и может быть использовано для оценки Gi.

Выведем это соотношение. Будем исходить из стандартного функционала Гинзбурга–Ландау, играющего здесь роль флуктуационного гамильтониана

$$H = \int d^3x \left[\frac{\hbar^2}{2M} |\nabla\psi|^2 + \alpha\tau|\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 \right]. \tag{1}$$

Самый простой способ нахождения ΔT_c состоит в вычислении поправки первого порядка к массовому оператору и определении той температуры, при которой он обращается в нуль. Этой поправке отвечает единственный фейнмановский график в виде петли. Несложный расчет сразу же приводит к результату

$$\Delta\tau = \frac{\Delta T_c}{T_c} = \frac{2Mbk_\mathrm{B}}{\pi^2 \xi(0) \alpha \hbar^2}, \tag{2}$$

где $\xi(T)$ — длина когерентности, а величина $\xi(0)^{-1}$ взята в качестве импульса обрезания при вычислении соответствующего интеграла. Выражая константы α, M и b через $\xi(0)$ и скачок теплоемкости в точке перехода ΔC_GL с помощью хорошо известных формул теории Гинзбурга–Ландау, а также используя определение числа Гинзбурга

$$\mathrm{Gi} = \frac{1}{32\pi^2} \left(\frac{k_\mathrm{B}}{\Delta C_\mathrm{GL} \xi^3(0)} \right)^2, \tag{3}$$

получим

$$\Delta\tau = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \sqrt{\mathrm{Gi}}. \tag{4}$$

Поскольку при выводе этой формулы мы ограничились первым порядком теории возмущений, она справедлива лишь при $\sqrt{\mathrm{Gi}} \ll 1$. Другое условие ее применимости — трехмерный характер флуктуаций параметра порядка. Оно выполняется в достаточно широком температурном интервале только для сверхпроводников с не слишком сильной анизотропией. Основное неудобство в использовании формулы (4), однако, заключается в том, что она не учитывает специфики процедуры обработки результатов эксперимента.

Действительно, нахождение ΔT_c с помощью метода равных энтропий предполагает интегрирование отношения $C(T)/T$ по температуре в пределах некоторого конечного интервала, границы которого определяются различными техническими факторами. Речь идет не только о доступном диапазоне температур, но и о точностных ограничениях, препятствующих надежному выделению флуктуационной составляющей теплоемкости вдали от T_c. Учет этого обстоятельства должен привести к модификации формулы (4), точнее, к изменению численного коэффициента в ней.

Получим «экспериментальный» аналог (4) для довольно типичной ситуации, когда рабочий температурный интервал не слишком широк, так что коэффициент при $|\psi|^2$ можно, действительно, считать линейной функцией τ, а флуктуационные поправки — пропорциональными $|\tau|^{-1/2}$. Если положить, что в пределах интервала интегрирования составляющая теплоемкости, даваемая теорией Гинзбурга–Ландау, линейным образом зависит от T ниже T_c, то условие баланса энтропии примет вид

$$\int\limits_{T_{\min}}^{T_c} \left[AT - B + C_{\text{fl}}^{-}(T)\right] \frac{dT}{T} + \int\limits_{T_c}^{T_{\max}} C_{\text{fl}}^{+}(T)\frac{dT}{T} = \int\limits_{T_{\min}}^{T_c^{(\text{GL})}} (AT - B)\frac{dT}{T}, \tag{5}$$

где

$$C_{\text{fl}}^{+} = \Delta C_{\text{GL}} \left(\frac{\text{Gi}}{2\tau}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad C_{\text{fl}}^{-} = \Delta C_{\text{GL}} \left(\frac{\text{Gi}}{|\tau|}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{6}$$

Поскольку, по предположению, T_c существенно превосходит разность $T_{\max} - T_{\min}$, T в знаменателях подынтегральных выражений в (5) можно заменить на T_c. Тогда простые вычисления дают

$$\Delta\tau = \left(2\sqrt{|\tau_{\min}|} + \sqrt{2\tau_{\max}}\right)\sqrt{\text{Gi}}, \tag{7}$$

где $\tau_{\min} = (T_{\min}/T_c) - 1$ и $\tau_{\max} = (T_{\max}/T_c) - 1$.

Как соотносится численный коэффициент в (7) с соответствующей константой в (4) ? В принципе первый всегда должен быть меньше второй. Реально, однако, они весьма близки друг к другу. Так, при $|\tau_{\min}| = \tau_{\max} = 0.2$ коэффициент в (7) равен 1.53, при $|\tau_{\min}| = \tau_{\max} = 0.3$ он возрастает до 1.87. Константа же в (4) равна 1.80. То, что при достаточно больших значениях разности $T_{\max} - T_{\min}$ она оказывается несколько меньшей, чем фактор в скобках в (7), не слишком удивительно. Это есть просто отражение известной условности выбора $\xi^{-1}(0)$ в качестве импульса обрезания при вычислении поправки к массовому оператору.

При выводе (7) мы игнорировали тот факт, что в критической области, где $|\tau| < \text{Gi}$ и работает скейлинг, температурные зависимости флуктуационных компонент теплоемкости C_{fl}^{+} и C_{fl}^{-} резко отличаются от даваемых формулами (6). Легко показать, однако, что учет этого отличия приводит к появлению в (7) членов следующего, второго, порядка по $\sqrt{\text{Gi}}$, которые пренебрежимо малы при $\sqrt{\text{Gi}} \ll 1$. Точно так же не меняет результата и учет в (1) анизотропии эффективной массы и длины когерентности $\xi(0)$.

Оценим число Гинзбурга для наиболее изученного сверхпроводящего металлооксида. Высокопрецизионные измерения теплоемкости бездвойниковых монокристаллов $YBa_2Cu_3O_7$ и детальный анализ полученных данных [17] привели к результату $\Delta\tau = 0.052$. Хотя из [17] трудно извлечь информацию о значениях $|\tau_{\min}|$ и $\tau_{\max}$, взятых авторами для оценки $\Delta\tau$, эти значения вряд ли больше 0.3, но, по-видимому, заметно превосходят 0.15. Положив $|\tau_{\min}| = \tau_{\max} = 0.2$, с помощью (7) сразу же получим $\mathrm{Gi} = 1.2 \cdot 10^{-3}$. Использование интервала, отвечающего $|\tau_{\min}| = \tau_{\max} = 0.3$, дает $\mathrm{Gi} = 0.8 \cdot 10^{-3}$.

Найденные величины очень хорошо согласуются с той, которая была получена ранее путем анализа большого количества альтернативных экспериментальных данных ($\mathrm{Gi} \approx 0.001$) [6,8]. Это говорит о дееспособности и эффективности процедуры определения Gi, предложенной выше. Кроме того, данный результат подтверждает вывод о том, что гауссовские флуктуации в $YBa_2Cu_3O_7$ носят, в основном, трехмерный характер [6,8], т.е. $3D \to 2D$-кроссовера в этом оксиде не происходит вплоть до значений τ порядка 0.2–0.3.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного комитета Российской Федерации по высшему образованию в рамках гранта 94-7.17-351.

Список литературы

[1] Lobb C.J. Phys. Rev. **B36**, 3930 (1987).
[2] Bulaevskii L.N., Ginzburg V.L., Sobyanin A.A. Physica **C152**, 378 (1988).
[3] Inderhees S.E., Salamon M.B., Goldenfeld N., Rice J.P., Pazol B.G., Ginsberg D.M., Liu J.Z., Crabtree G.W. Phys. Rev. Lett. **60**, 1178 (1988).
[4] Gordon J.E., Fisher R.A., Kim S., Phillips N.E. Physica **C162**, Pt. 1, 484 (1989).
[5] Соколов А.И. СФХТ **3**, 2511 (1990).
[6] Sokolov A.I. Physica **C174**, 208 (1991).
[7] Соколов А.И. СФХТ **5**, 1794 (1992).
[8] Sokolov A.I. В кн.: High-T_c Superconductivity / Ed. A.S. Davydov and V.M. Loktev. Berlin–Heidelberg–N. Y.–London–Paris–Tokyo–Hong Kong–Barcelona–Budapest. P. 194–203.
[9] Salamon M.B., Shi J., Overend N., Howson M.A. Phys. Rev. **B47**, 5520 (1993).
[10] Overend N., Howson M.A., Lawrie I.D. Phys. Rev. Lett. **72**, 3238 (1994).
[11] Torron C., Diaz A., Pomar A., Veira J.A., Vidal F. Phys. Rev. **B49**, 13143 (1994).
[12] Regan S., Lowe A.J., Howson M.A. J. Phys.: Cond. Mater. **3**, 9246 (1991).
[13] Inderhees S.E., Salamon M.B., Rice J.P., Ginsberg D.M. Phys. Rev. **B47**, 1053 (1993).
[14] Mozurkewich G., Salamon M.B., Inderhees S.E. Phys. Rev. **B46**, 11914 (1992).
[15] Salamon M.B., Shi J. Phys. Rev. Lett. **69**, 1622 (1992).
[16] Welp U., Fleshler S., Kwok W.K., Klemm R.A., Vinokur V.M., Downey J., Veal B., Crabtree G.N. Phys. Rev. Lett. **69**, 1623 (1992).
[17] Inderhees S.E., Salamon M.B., Rice J.P., Ginsberg D.M. Phys. Rev. Lett. **66**, 232 (1991).