ЖЭТФ, 2005, том 127, вып. 2, стр. 350–352

О ПЕРЕХОДЕ СМАЧИВАНИЯ В СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

В. И. Марченко*[*], *Е. Р. Подоляк

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 сентября 2004 г.

Установлено, что при описании эффекта близости в теории Гинзбурга–Ландау в общем случае возникают два решения для индуцированной сверхпроводимости. Между этими состояниями может происходить фазовый переход первого рода, приводящий к явлению сверхпроводящего смачивания.

PACS: 74.20.De, 74.25.Op

Ранее было принято считать [1], что контакт двух сверхпроводников с различной критической температурой обеспечивает сверхпроводящее смачивание: при приближении к критическому магнитному полю слой индуцированной сверхпроводимости непрерывно расширяется в объем более слабого сверхпроводника. Хлюстиков [2], однако, обнаружил значительное переохлаждение нормального состояния алюминия, находящегося в контакте с оловом или с танталом.

Для выяснения возникшего противоречия мы провели анализ эффекта близости в теории Гинзбурга–Ландау. Оказывается, что в слое индуцированной сверхпроводимости возможен фазовый переход, сопровождающийся скачком толщины. При этом только состояние с большей толщиной демонстрирует явление смачивания.

Принципиальную возможность различных типов поведения контактов можно установить из весьма общих соображений. Пусть при приближении магнитного поля H к критическому H_c толщина L индуцированного сверхпроводящего слоя неограниченно возрастает. Тогда возможно макроскопическое описание.

Параметр порядка почти во всей области толстого слоя равен равновесному объемному значению и существенно отклоняется от него лишь на расстояниях порядка длины когерентности ξ у границ слоя. Экспоненциальная асимптотика этих отклонений в глубину слоя приводит к взаимодействию ns-границы и контакта. В итоге энергию слоя индуцированной сверхпроводимости можно представить в виде (ср. [3])

$$\sigma_{ns} + \sigma_{ss} + \frac{H^2 - H_c^2}{8\pi} L + \beta e^{-L/\tilde{\xi}}. \qquad (1)$$

Здесь $\tilde{\xi} = \sqrt{2}\xi$ (используем принятые обозначения [4]), σ_{ns} — энергия ns-границы, σ_{ss} — энергия контакта. Отметим, что, если параметр Гинзбурга–Ландау κ близок к значению $1/\sqrt{2}$, необходимо учесть еще член, пропорциональный $\exp(-L/\delta)$.

При отталкивании ns-границы от контакта ($\beta > 0$) минимизация энергии (1) по L дает следующий закон сверхпроводящего смачивания:

$$L \propto \xi \ln \frac{H_c}{H - H_c}. \qquad (2)$$

Если $\beta < 0$, то толщина индуцированного слоя остается конечной при стремлении поля к критическому. Описание такого состояния возможно лишь в микроскопической теории.

Предположим, что помимо длинного состояния со смачиванием существует еще другое, устойчивое в малом, состояние индуцированной сверхпроводимости с конечной толщиной. Между этими двумя состояниями слоя индуцированной сверхпроводимости может происходить фазовый переход первого рода на некоторой линии $H_s(T) > H_c(T)$. Так как обе фазы имеют одинаковую симметрию, линия $H_s(T)$ может закончиться в некоторой критической точке, обычной для фазовых переходов первого рода. В случае же встречи линий $H_s(T)$ и $H_c(T)$ в некоторой точке (H_{WT}, T_{WT}) — точке перехода смачивания — возникает особое поведение. Эту особенность также

[*]E-mail: mar@kapitza.ras.ru

можно выяснить в рамках макроскопического подхода.

На линии фазового перехода сравниваются энергия (1) длинного, с эффектом смачивания, решения и энергия σ короткого, без смачивания, решения. В окрестности точки перехода смачивания можно пренебречь линейной зависимостью σ от магнитного поля по сравнению с более сильной зависимостью энергии (1). Можно также пренебречь зависимостью параметров от температуры, положив везде $T = T_{WT}$, и учесть лишь линейное по $T - T_{WT}$ отличие от нуля величины

$$\sigma - \sigma_{ns} - \sigma_{ss} = C(T - T_{WT}), \qquad (3)$$

где C — константа, $C > 0$, в согласии с полученной ниже путем численного решения уравнений Гинзбурга–Ландау фазовой диаграммой. Минимизируя энергию (1) по L и сравнивая энергии обоих состояний, получим для особенности кривой равновесия фаз вблизи точки T_{WT} следующее выражение:

$$H - H_c \propto -\frac{T - T_{WT}}{\ln(T - T_{WT})}. \qquad (4)$$

Рассмотрим возможность описания фазового перехода смачивания в рамках теории Гинзбурга–Ландау. Предположим простейшую ситуацию однородных в плоскости контакта состояний. При этом уравнения Гинзбурга–Ландау сводятся к двум уравнениям для ψ-функции и векторного потенциала A (уравнения (46.8) и (46.9) в книге [4]).

Для получения граничных условий на контакте следует учесть лишь линейный по параметру порядка ψ более слабого сверхпроводника член

$$\lambda(\psi^* e^{i\alpha} + \psi e^{-i\alpha}). \qquad (5)$$

Величина λ определяет связь двух сверхпроводников, α — значение фазы параметра порядка сильного сверхпроводника.

При $\lambda < 0$ фазы параметров порядка совпадают на границе, а при $\lambda > 0$ различаются на π (так называемый π-контакт [5]). Заметим здесь, что в теории Гинзбурга–Ландау нет качественных различий свойств этих двух состояний. Принципиально наблюдаемым свидетельством разницы между ними является лишь обязательное наличие вихря с половиной кванта магнитного потока вблизи линии смены знака λ в неоднородных структурах.

Пользуясь калибровочной инвариантностью при малых для сильного сверхпроводника полях, можно положить $\alpha = 0$. Кроме того, вблизи объемного фазового перехода, когда все характерные длины в слабом сверхпроводнике становятся большими, следует пренебречь конечностью глубины проникновения в сильный сверхпроводник. Поэтому можно считать, что векторный потенциал на границе равен нулю. Получаемое при варьировании энергии граничное условие тогда сводится к выражению

$$\frac{\hbar^2}{4m}\partial_x\psi = \lambda. \qquad (6)$$

Ось x направлена по нормали к границе в сторону слабого сверхпроводника. Заметим, что ψ-функция и ее производная на границе имеют противоположные знаки. При переходе к безразмерным величинам (см. [4]) граничное условие приобретает вид

$$\psi' = \kappa\Lambda, \quad \Lambda = 2\lambda\frac{\sqrt{mb}}{\hbar|a|}. \qquad (7)$$

Структура границы двух сверхпроводников легко определяется при отсутствии магнитного поля:

$$\psi = -\operatorname{cth}\frac{\kappa(x + c)}{\sqrt{2}} \qquad (8)$$

(предполагаем, что $\lambda > 0$). Константа c определяется из граничного условия. При этом энергия ss-контакта равна

$$\sigma_{ss} = \frac{H_c^2\xi}{3\sqrt{2}\pi}(1 - |\psi_0|^3), \qquad (9)$$

где ψ_0 — значение ψ-функции на границе.

Мы провели численный анализ эффекта близости и определили область устойчивости обнаруженных решений. В зависимости от значений κ, магнитного поля и температуры существуют либо одно, либо два устойчивых (в малом) решения, между которыми возможен фазовый переход.

На рис. 1 представлена фазовая диаграмма индуцированной сверхпроводимости в алюминии ($\kappa = 0.02$) в случае, когда переход смачивания происходит в окрестности точки перехода T_c. Фазовая диаграмма универсальна в координатах $h = H/H_{WT}$, $\tau = (T - T_c)/(T_c - T_{WT})$. Равновесное решение ниже линии перехода $h_s(\tau)$ соответствует смачиванию.

На рис. 2 представлена зависимость эффективной толщины поверхностного решения

$$L = \int_0^\infty |\psi|^2 dx$$

от магнитного поля при температуре $\tau = -0.38$, большей температуры T_{WT} перехода смачивания.

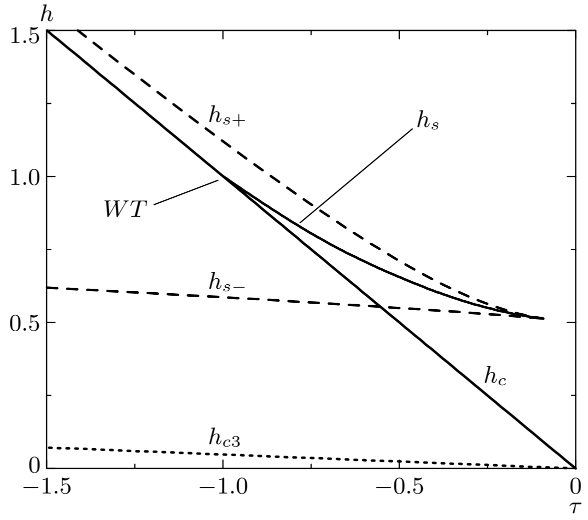

Рис. 1.

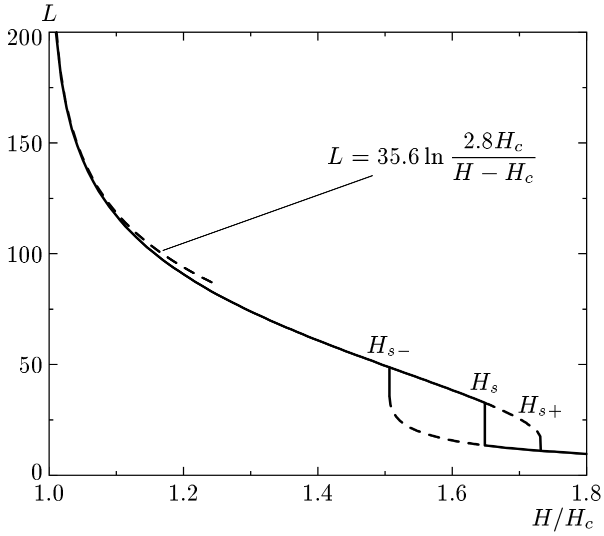

Рис. 2.

Равновесное решение в полях выше линии $h_s(\tau)$ остается конечным по толщине. В случае, когда граница устойчивости короткого решения h_{s-} оказывается ниже h_c, распространение сверхпроводимости в объем более слабого сверхпроводника возможно лишь после образования критического зародыша либо в объеме, либо на контакте при условии так называемого неполного смачивания.

При малых значениях параметра Гинзбурга–Ландау короткие и длинные решения в окрестности точки перехода смачивания можно исследовать аналитически. В частности, можно выяснить координаты точки (H_{WT}, T_{WT}). Короткое решение при этом имеет характерную толщину $\sqrt{\xi\delta}$ и амплитуда ψ-функции мала (пропорциональна $\sqrt{\kappa}$, см. соображения, изложенные в книге [4] после формулы (46.14)). Энергия короткого решения при этом мала по сравнению с энергией σ_{ss} ss-контакта (9) и энергией ns-границы, равной выражению (9) при $\psi_0 = 0$ (см. [4], (46.14)). Поэтому переход смачивания происходит в точке, определяемой условием $\sigma_{ss} + \sigma_{ns} = 0$, откуда находим значение ψ-функции на ss-контакте для длинного решения в точке перехода смачивания, $|\psi_0| = 2^{1/3}$, при этом $\Lambda = 2^{1/6} - 2^{-1/2}$.

Параметр Λ неограниченно возрастает при приближении к критической температуре по закону $(T_c - T)^{-1}$, и в окрестности сверхпроводящего перехода всегда должно наблюдаться смачивание в согласии с утверждением [1]. Для того чтобы переход смачивания происходил в непосредственной окрестности критической температуры, когда возможно его описание в рамках теории Гинзбурга–Ландау, необходимо, чтобы параметр λ был мал, что соответствует слабой связи между сверхпроводниками. Если параметр λ слишком мал, когда область равновесной фазы со смачиванием приближается к T_c, так что $\xi(T)$ становится порядка ξ_0^2/a (a — атомное расстояние), то, как показано в работе [6], в граничном условии необходимо учесть линейный по ψ-функции член. При этом решение со смачиванием может исчезнуть с фазовой диаграммы.

Благодарим И. Н. Хлюстикова за полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16958).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Buhrman and W. P. Halperin, J. Low Temp. Phys. **16**, 409 (1974).
2. И. Н. Хлюстиков, ЖЭТФ **112**, 1119 (1997).
3. В. И. Марченко, Е. Р. Подоляк, ЖЭТФ **124**, 172 (2003).
4. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*, ч. 2. Москва, ФМЛ (2000).
5. А. Ф. Андреев, Письма в ЖЭТФ **46**, 463 (1987).
6. C. Caroli, P. G. De Gennes, and J. Marticon, J. Phys. Rad. **23**, 707 (1962).