

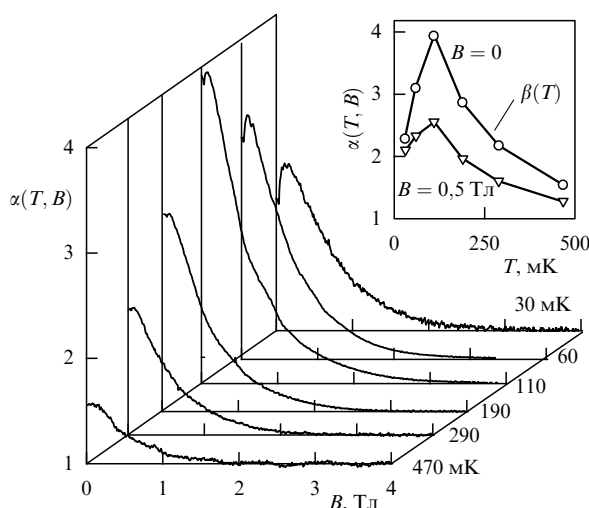


Рис. 5. Нормированное магнетосопротивление $\alpha(T, B)$ образца Cd-Sd как функция B при разных температурах. На вставке: α как функция T при двух значениях B ; $\alpha(T, 0) \equiv \beta(T)$.

лированием, при низких температурах шунтируется проводимостью σ_2 иной природы:

$$\sigma = \sigma_1(T) + \sigma_2. \quad (7)$$

Мы полагаем, что проводимость σ_2 обусловлена некогерентным туннелированием пар (считается, что когерентное джозефсоновское туннелирование в подобных диэлектрических состояниях отсутствует; возможно, максимум у функции $\alpha(B)$ в поле $B \approx 0,1$ Тл свидетельствует о разрушении магнитным полем остатков когерентного туннелирования). Одночастичный туннельный ток i_1 описывается в первом порядке теории возмущений по прозрачности барьера t : $i_1 \propto t \exp(-\Delta/T)$. Он пропорционален произведению двух малых множителей, один из которых зависит от температуры. Поскольку куперовские пары находятся на уровне Ферми, два электрона, образующие пару, не нуждаются в возбуждении на уровень выше щели для одновременного туннелирования. Поэтому $i_2 \propto t^2$ и не содержит экспоненциального по температуре множителя. Когда температура достаточно низка, так что

$$t > \exp\left(-\frac{\Delta}{T}\right), \quad \text{т.е.} \quad T < \frac{\Delta}{|\ln t|}, \quad (8)$$

одночастичное туннелирование вымерзает, а двухчастичное становится основным.

Два электрона, в начальном состоянии связанные в пару, в конечном состоянии могут оказаться несвязанными. Такой вариант туннелирования пар напоминает вклад двухчастичных процессов в туннельный ток через контакт сверхпроводник – нормальный металл (SIN-контакт) [15]. Он может оказаться особенно важным в гранулированных сверхпроводниках с большим нормальным сопротивлением.

4. Заключение

Оба описанных выше эксперимента могут быть интерпретированы как подтверждение существования локализованных пар. Но они не дают какой-либо информации о том, как эта локализация реализуется. Радиус локализации изолированной частицы ξ может оказаться либо

меньше, либо больше длины когерентности ξ_{sc} . Случай $\xi \gg \xi_{sc}$ есть предел гранулированного сверхпроводника с одной парой на гранулу. Противоположное неравенство $\xi \ll \xi_{sc}$ подразумевается, например, в модели локализованных биполяронов [16]. Для того, чтобы различить эти два варианта, требуются иные эксперименты.

Благодарности. Автор благодарен А.И.Ларкину за важные замечания. Работа была частично поддержана грантами РФФИ 96-02-17497 и INTAS-RFBR 95-302, а также программой "Статистическая физика" Министерства науки РФ.

Список литературы

1. Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **65** 923 (1990)
2. Hebard A F, Paalanen M A *Phys. Rev. Lett.* **65** 927 (1990)
3. Yazdani A, Kapitulnik A *Phys. Rev. Lett.* **74** 3037 (1995)
4. Paalanen M A, Hebard A F, Ruel R R *Phys. Rev. Lett.* **69** 1604 (1992)
5. Shahar D, Ovadyahu Z *Phys. Rev. B* **46** 10917 (1992)
6. Гантмахер В Ф и др. *ЖЭТФ* **109** 1765 (1996) [*JETP* **82** 951 (1996)]
7. Гантмахер В Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 713 (1996) [*JETP Lett.* **64** 767 (1996)]
8. Liu Y et al. *Phys. Rev. B* **47** 5931 (1993)
9. Dynes R C, Garno J P, Rowell J M *Phys. Rev. Lett.* **40** 479 (1978)
10. Adkins C J, Thomas J M D, Young M W J. *Phys. C* **13** 3427 (1980)
11. Гантмахер В Ф и др. *ЖЭТФ* **104** 3217 (1993) [*JETP* **77** 513 (1993)]
12. Гантмахер В Ф и др. *ЖЭТФ* **105** 423 (1994) [*JETP* **78** 226 (1994)]
13. Гантмахер В Ф, Есипов С Э, Теплинский В М *ЖЭТФ* **97** 373 (1990) [*JETP* **70** 211 (1990)]
14. Heking F W J, Nazarov Yu V *Phys. Rev. B* **49** 6847 (1994)
15. Alexandrov A S, Mott N F *Rep. Prog. Phys.* **57** 1197 (1994)

Переход сверхпроводник – диэлектрик в неупорядоченном бозе-конденсате

А. Голд

1. Введение

В течение последних 20 лет проводились широкие исследования перехода Андерсена [1] в неупорядоченных ферми-системах. Переходом Андерсена называется переход металл – диэлектрик во невзаимодействующем электронном газе при нулевой температуре, который вызывается беспорядком. Широко распространено мнение, что неупорядоченный невзаимодействующий ферми-газ описывается скейлинговой теорией [2]. Согласно этой теории, в двух измерениях при нулевой температуре не должна существовать металлическая фаза (из-за поправок слабой локализации), а для температуры вблизи нуля статическая проводимость должна стремиться к нулю. Для неупорядоченного взаимодействующего ферми-газа в двух измерениях недавно было показано, что переход металл – диэлектрик существует, и что скейлинговая теория не работает [3]. Очевидно, что металлическая фаза стабилизируется эффектами взаимодействия. Эта точка зрения была уже давно выражена в подходе взаимодействующих мод для взаимодействующего неупорядоченного электронного газа (модель неупорядоченного желе), где в металлической фазе в двух измерениях был обнаружен слабый беспорядок, а в диэлектрической фазе — сильный беспорядок [4]: эффекты экранирования уменьшают эффекты беспорядка. Аналитические результаты для статической

проводимости неупорядоченного двумерного электронного газа с дальнедействующим случайным потенциалом приведены в работе [5]. Однако следует отметить, что подход взаимодействующих мод критиковался из-за того, что в нем не описываются эффекты слабой локализации.

В контексте неупорядоченных квантовых жидкостей возникает интересный вопрос: что происходит для неупорядоченного бозе-конденсата? Как минимум, возможны следующие два сценария: 1) переход из сверхтекучей фазы в металл или 2) переход из сверхтекучей фазы в диэлектрик.

2. Результаты теории

Автором был предсказан вызываемый беспорядком переход сверхтекучая жидкость – диэлектрик для взаимодействующего бозе-конденсата в трех измерениях [6]. Было обнаружено, что при некоторой критической степени беспорядка имеет место переход сверхпроводника в диэлектрик. В точке перехода была найдена фаза с конечной статической проводимостью. В диэлектрической фазе бозе-конденсат является локализованным: в этой фазе плотность конденсата еще существует, но макроскопическая волновая функция локализуется (пиннингуется) беспорядком. Взаимодействие рассматривалось в приближении хаотических фаз (ПХФ), а беспорядок — в рамках приближения взаимодействующих мод. Использовалась приближенная схема в рамках этого подхода для описания эффектов многократного рассеяния. Были также исследованы диэлектрические свойства неупорядоченного бозе-конденсата [7].

Недавно автором были вычислены транспортные свойства неупорядоченного бозе-конденсата в сверхрешетке [8] и в двумерной системе [9] с дальнедействующим потенциалом взаимодействия (кулоновский потенциал) [10] и в трех измерениях [11, 12] с короткодействующим потенциалом взаимодействия (модель Боголюбова). Как и в случае трех измерений, был обнаружен вызываемый беспорядком переход сверхпроводник – диэлектрик, зависящий от плотности конденсата.

Отметим, что Рамакришнан [13] предположил, что двумерный неупорядоченный бозе-конденсат, возможно, представляет собой реалистическую модель сверхтонких сверхпроводящих пленок. В экспериментах на однородных сверхтонких пленках получены некоторые доказательства в пользу перехода сверхпроводник–диэлектрик [14]: в тонких пленках Bi и Pb возникала сверхпроводимость, когда поверхностное сопротивление нормального слоя было меньше некоторого значения (около 6,45 кОм). Недавний обзор результатов по переходу сверхпроводник–диэлектрик содержится в работе [15].

В подходе взаимодействующих мод [16] ядро релаксации тока, которое соответствует зависящей от частоты скорости релаксации (время рассеяния), определяет динамическую проводимость. Ядро релаксации тока вычисляется в рамках подхода взаимодействующих мод, что является, по существу, выражением золотого правила Ферми: матричный элемент (беспорядок), умноженный на плотность конечных состояний (для мод плотности). Плотность конечных состояний дается функцией релаксации плотность – плотность. Эффекты беспорядка входят в релаксационную функцию плотность – плотность через ядро релаксации тока (с помощью теории сохранения), что дает замкнутое уравнение для

вычисления ядра релаксации тока самосогласованным образом [16].

В случае неупорядоченного бозе-конденсата плотность конечных состояний описывается коллективными модами системы [6]. Отсутствие в бозе-конденсате возбуждений частица – дырка является причиной сверхтекучих транспортных свойств неупорядоченного бозе-конденсата, если степень беспорядка мала.

В рамках подхода взаимодействующих мод могут изучаться примеси различного типа (беспорядок), эффекты взаимодействия различного типа (дальнедействующее или короткодействующее взаимодействие) и разные размерности d . Теория взаимодействующих мод дает результаты для слабого беспорядка, согласующиеся с теорией возмущений, а также для промежуточного и сильного беспорядка. Только для слабого беспорядка конденсат является сверхтекучим. Для сильного беспорядка найдена диэлектрическая фаза. В точке перехода имеется конечная статическая проводимость. Переход сверхпроводник – диэлектрик происходит, когда степень беспорядка становится равной критическому значению (для фиксированной плотности конденсата) или когда плотность конденсата N меньше критической плотности N_c (для фиксированного значения беспорядка). Зависящая от частоты проводимость для неупорядоченного бозе-конденсата была вычислена в случае трех [7] и двух измерений [10].

Нестабильность бозе-конденсата в присутствии беспорядка можно рассматривать как вызываемое беспорядком смягчение коллективных мод (плазмонов). Отметим, что в длинноволновом пределе можно показать, что в сверхтекучей жидкости коллективные моды являются хорошо определенными, однако их энергия уменьшается из-за беспорядка. Точку перехода, которая характеризуется металлической проводимостью, можно проинтерпретировать, используя критерий Иоффе – Регеля. Для перехода металл – диэлектрик в электронных системах критерий Иоффе – Регеля является хорошо установленным. Критерии локализации для ферми-систем и для бозе-конденсатов очень похожи, и это указывает, что в системах обоих типов работает один и тот же физический механизм: беспорядок против экранирования. При низкой плотности носителей (или для высокой степени беспорядка) беспорядок берет верх над экранированием (конденсат локализован), а при высокой плотности носителей (или для низкой степени беспорядка) побеждает экранирование (конденсат не локализован).

В диэлектрической фазе макроскопическая волновая функция бозе-конденсата пиннингована флуктуациями хаотического потенциала. Эта фаза соответствует новому состоянию вещества, которое можно назвать бозе-стеклом.

Для дальнедействующего случайного потенциала [10] предсказательная сила нашей теории была продемонстрирована представлением полученных аналитических и численных результатов. Для случая слабого беспорядка зависящая от частоты проводимость может быть получена в аналитическом виде. В случае сильного беспорядка было выведено трансцендентное уравнение для ядра релаксации тока [10]. Трансцендентное уравнение было решено аналитически и численно: были вычислены частотно-зависящая проводимость для малых частот и жесткость в диэлектрической фазе.

Сходство [17] вычисленной динамической проводимости неупорядоченного двумерного бозе-конденсата и полученных недавно экспериментальных результатов по измерению динамической проводимости в высокотемпературных сверхпроводниках показывает, что неупорядоченный бозе-конденсат мог бы быть подходящей "эффективной" моделью в материалах с высоким значением T_c .

3. Беспорядок: приближение взаимодействующих мод

Одной из проблем, касающихся приближения взаимодействующих мод было то, что в рамках этого подхода [16] не описывались поправки слабой локализации: ядро релаксации тока было пропорционально функции релаксации плотность – плотность и квадрату градиента случайного потенциала (градиентная связь). Поправки слабой локализации возникают благодаря определенной симметрии корреляционной функции плотность – плотность [18], в пределах этой симметрии ядро релаксации тока пропорционально квадрату случайного потенциала и функции релаксации плотность – плотность (потенциальная связь). Для невзаимодействующих электронов было показано, что потенциальную связь, ответственную за поправки слабой локализации, можно получить в рамках приближения взаимодействующих мод [19]. Надо напомнить, что теория взаимодействующих мод [16] была сформулирована для невзаимодействующих электронов, где релаксационная функция плотность – плотность определяется возбуждениями электрон – дырка: единственный канал затухания для тока — это распад на возбуждения частица – дырка.

В случае бозе-конденсата таких одночастичных возбуждений не существует, и затухание тока происходит за счет возбуждения коллективных мод. Это означает, с одной стороны, что в случае бозе-конденсата не существует мод (возбуждений частица – дырка), ответственных за поправки слабой локализации. С другой стороны, неизвестно, присутствует ли упомянутая выше симметрия релаксационной функции плотность – плотность также и в случае взаимодействующей системы. Неупорядоченная взаимодействующая квантовая жидкость может представлять собой неупорядоченный взаимодействующий электронный газ (затухание тока в возбуждения частица – дырка и затухание в коллективные возбуждения) или неупорядоченный взаимодействующий бозе-конденсат (затухание тока в коллективные возбуждения).

4. Взаимодействие: приближение хаотических фаз

Точка неустойчивости (точка перехода) сверхпроводника в теории взаимодействующих мод описывается параметром A , который пропорционален квадрату случайного потенциала, экранированного бозе-конденсатом. Неустойчивость возникает для $A_{3D} = 1$, и сверхтекучая фаза характеризуется условием $A < 1$. В диэлектрической фазе $A > 1$. Была вычислена зависимость A от силы эффектов взаимодействия и найдено, что A возрастает при уменьшении силы взаимодействия. Эта зависимость была продемонстрирована для дальнедействующего потенциала взаимодействия [9] и для короткодействующего потенциала взаимодействия (модель Боголюбова) [12]. Получен вывод, что сверхтекучая фаза бозе-конденсата без эффектов взаимодействия неустойчива в присутствии

слабого беспорядка: эффекты взаимодействия (эффекты экранирования) необходимы, чтобы стабилизировать сверхтекучую фазу. Детальное поведение эффектов экранирования было исследовано в работе [12] для модели Боголюбова в неупорядоченном случае. Было показано, что для размерности $d < 4$ эффекты взаимодействия являются критическими для существования сверхтекучей фазы даже в случае слабого беспорядка. Однако эффекты взаимодействия неважны для существования сверхтекучей фазы при $d > 4$ и слабом беспорядке. Понятно, что включая в экранирующую функцию многочастичные эффекты через поправки локального поля, можно улучшить приближение хаотических фаз. В общем, можно сказать, что многочастичные эффекты за пределами приближения среднего поля уменьшают экранирующие свойства и, следовательно, увеличивают эффекты беспорядка [9].

5. Сравнение с другими теориями

В теоретической работе [20] для случая заряженного бозе-конденсата с незаряженными примесями был рассмотрен переход из сверхтекучего в диэлектрическое состояние с конечной проводимостью в точке перехода. Чтобы доказать, что в двумерных системах проводимость в точке перехода является конечной и универсальной (не зависящей от микроскопических деталей), были использованы предположения о скейлинге. В нашей работе [9] также было обнаружено, что проводимость в точке перехода конечна (как уже давно было показано для случая трех измерений) [6]), но она зависит от вида случайного потенциала и не является универсальной.

В скейлинговом подходе [20] предполагалось, что сверхпроводящая корреляционная длина ξ расходится в точке перехода как $\xi \sim \Delta^{-\nu}$, где $\Delta = (N - N_c)/N_c$. Был введен динамический критический показатель z для характеристической частоты $\Omega_c \sim \xi^{-z} \sim \delta^{zv}$ [20]. Было доказано, что для двумерного заряженного бозе-конденсата $z = 1$ и $\nu = 1$.

В нашей теории эффективная плотность сверхтекучего состояния N_s , которая возникает при $\delta(\omega)$ -пике статической проводимости, ведет себя как $N_s \sim (N - N_c)$, и характеристическая частота дается соотношением $\Omega_c \sim (N - N_c)$. Критические показатели и динамическая неустойчивость перехода из сверхтекучего в диэлектрическое состояние первоначально была выведена в работе [6]. Вопреки заявлениям, что важность критической динамики впервые наблюдалась в работе [20], автор настоящей работы утверждает, что это наблюдение впервые было сделано в работе [6]. Хотелось бы также упомянуть, что диаграммный подход для трехмерной неупорядоченной модели Боголюбова [21] подтвердил наши предсказания, касающиеся конечной плотности конденсата в точке неустойчивости и существования перехода из сверхтекучего в диэлектрическое состояние. Заметим, однако, что в подходе взаимодействующих мод плотность конденсата является входным параметром. В нашем рассмотрении предполагалось, что плотность конденсата N конечна и не зависит от беспорядка (если пренебречь уменьшением плотности конденсата, обусловленным беспорядком).

6. Заключение

Недавно было указано на значение эффектов взаимодействия для экспериментальных исследований перехода

металл – диэлектрик в двумерном электронном газе [3], где металллическая фаза стабилизируется эффектами взаимодействия. Важное значение эффектов взаимодействия (эффектов экранирования) для неупорядоченного бозе-конденсата и неупорядоченного электронного газа [4] подчеркивалось уже давно. Хотелось бы напомнить, что метод взаимодействующих мод позволяет делать реальные предсказания для статической и динамической проводимости и для точки неустойчивости, используя параметры, характеризующие случайный потенциал и плотность конденсата.

Подход взаимодействующих мод не является строгой теорией. Нам представляется, однако, что он описывает некоторые существенные черты физических явлений. Важными чертами этого подхода является, с одной стороны, учет эффектов беспорядка, описываемых золотым правилом Ферми, и, с другой стороны, учет эффектов экранирования, которые описываются приближением хаотических фаз типа среднего поля. Переход сверхпроводник – диэлектрик в неупорядоченном бозе-конденсате был предсказан в 1983 г. [6], и только значительно позднее измерения проводимости [14] были проинтерпретированы как переход сверхпроводник – диэлектрик с диэлектрической фазой, в которой конденсат является пиннированным.

Список литературы

1. Anderson P W *Phys. Rev.* **109** 1492 (1958)
2. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
3. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
4. Gold A, Götze W *Phys. Rev. B* **33** 2495 (1986)
5. Gold A *Phys. Rev. B* **44** 8818 (1991)
6. Gold A *Z. Phys. B* **52** 1 (1983)
7. Gold A *Phys. Rev. A* **33** 652 (1986)
8. Gold A *Z. Phys. B* **81** 155 (1990)
9. Gold A *Z. Phys. B* **83** 429 (1991)
10. Gold A *Z. Phys. B* **87** 169 (1992)
11. Gold A *Phys. Rev. Lett.* **70** 1563 (1993)
12. Gold A *Z. Phys. B* **91** 501 (1993)
13. Ramakrishnan T V *Phys. Scr. T* **27** 24 (1989)
14. Haviland D B, Liu Y, Goldman A M *Phys. Rev. Lett.* **62** 2180 (1989)
15. Wallin M et al. *Phys. Rev. B* **49** 12115 (1994)
16. Götze W *J. Phys. B* **12** 1279 (1979)
17. Gold A *Physica C* **190** 483 (1992)
18. Vollhardt D, Wölfle P *Phys. Rev. B* **22** 4666 (1980)
19. Belitz D, Gold A, Götze W *Z. Phys. B* **44** 273 (1981)
20. Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **65** 923 (1990)
21. Huang K, Meng H F *Phys. Rev. Lett.* **69** 644 (1992)

Мезоскопические явления в неупорядоченных сверхпроводниках

А. Фридман, Э.П. Прайс, Р.К. Дайнс

1. Введение

Переход сверхпроводник – диэлектрик (SIT) в двумерных (2D) сверхтонких пленках подробно исследовался в последние годы в двух различных морфологиях: в однородной пленке, структура которой является гомогенной вплоть до атомного масштаба [1], и в гранулированной пленке, состоящей из зерен диаметром около ста ангстрем [2]. В обоих случаях обнаружено, что при увеличении поверхностного сопротивления пленки в нормальном состоянии R_N сверхпроводимость ослабляется, и в

конце концов поведение образца становится диэлектрическим. Однако SIT в этих двух морфологиях очень различны по своей природе. В однородном случае величина сверхпроводящей щели Δ и критическая температура T_c при увеличении R_N уменьшаются с одинаковой скоростью (так что $\Delta/T_c = \text{const}$), что означает, что величина сверхпроводящего параметра порядка при увеличении сопротивления падает [1]. С другой стороны, в гранулированных пленках T_c и Δ на всем протяжении перехода имеют такие же значения, как и в объемных образцах. В этом случае при возрастании R_N сверхпроводящий переход как функция температуры уширяется до тех пор, пока образец не станет диэлектриком (см. рис. 2). Такое поведение означает, что в гранулированных пленках размер зерен достаточен для обеспечения объемных значений сверхпроводящего параметра порядка. Однако при увеличении R_N между гранулами появляются фазовые флуктуации, и дальнедействующая фазовая когерентность разрушается; таким образом, образец более не проявляет глобальных сверхпроводящих свойств [2]. Несмотря на то, что имеется общее понимание механизма SIT в гранулированных сверхпроводниках, природа резистивного "хвоста" на сверхпроводящей стороне до сих пор еще представляет интерес, так же, как и роль пространственных фазовых флуктуаций в разрушении сверхпроводимости. По этой причине в настоящей работе исследовались образцы субмикронного размера с относительно малым числом зерен по длине образца. Использовались образцы с длинами в диапазоне 0,1 – 2 мкм, при этом применялась методика конденсации путем резкого охлаждения *in situ*, что позволяло подробно исследовать переход СД в отдельном образце в условиях, когда имелись лишь незначительные изменения его морфологии. Приводятся результаты для образцов различной длины и на разных стадиях перехода. Во всех случаях на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) образцов с признаками сверхпроводящего поведения наблюдается ряд скачков напряжения, которые можно интерпретировать как последовательное разрушение постоянных сверхтоков в отдельных слабых связях между зернами. Кроме того, эти образцы характеризуются флуктуациями контактного сопротивления различного вида в зависимости от напряжения смещения или магнитного поля. Амплитуда этих флуктуаций соизмерима с проводимостью образца и может достигать величин, значительно превышающих универсальное значение флуктуаций проводимости в нормальных металлах e^2/h . Последние характеристики объясняются эффектами интерференции сверхпроводящей волновой функции в области квантовой когерентности. Эта интерференция модулируется проникающим в образец магнитным потоком, обусловленным внешним магнитным полем, или самовозбуждающимся потоком, вызываемым током, протекающим через гранулированную систему.

2. Методика и проведение экспериментов

Образцы приготавливались с помощью термического испарения пластинки Pb, соединенной с четырьмя проводами, на Si-подложке. Затем с помощью электронно-лучевой литографии и сухого плазменного травления в пластинке Pb вырезалась прорезь шириной 0,1 – 2 мкм. Чтобы предотвратить окисление Pb, образец покрывался *in situ* слоем Ag толщиной 20 Å. Затем образец поме-