

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1973 г.

537.312.62

ОТКРЫТИЕ ТУННЕЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ТОКОВ *)**Б. Джозефсон**

События, о которых я собираюсь рассказать, происходили в 1961—1962 гг., в то время, когда я выполнял дипломную работу под руководством профессора Пиппарда в Лаборатории Монда Королевского общества в Кембридже. Шел второй год моей работы над дипломом, когда нам посчастливилось принимать в качестве гостя лаборатории профессора Андерсона, крупного специалиста по проблеме туннельных сверхпроводящих токов. Ему принадлежит, в частности, множество неопубликованных результатов, полученных независимо от моих собственных. В лекциях Андерсона в Кембридже было введено новое понятие «нарушенной симметрии» в сверхпроводнике¹. Это понятие присутствовало уже в его формулировке теории сверхпроводимости на языке псевдоспина, предложенном им в 1958 г.² Именно эту формулировку я сейчас и опишу.

Согласно теории Бардина — Купера — Шриффера (см. лекцию Купера³) в сверхпроводнике существует сильная положительная корреляция в заполнении электронами состояний с равными и противоположными импульсами и спинами. Андерсон показал, что в идеализированном случае, когда корреляция является полной, систему электронов можно представить как систему взаимодействующих «псевдоспинов», причем каждый псевдоспин описывает пару электронных состояний. Ситуация, когда оба электронных состояния не заняты электронами (не заполнены), представляется псевдоспином, ориентированным в положительном направлении оси z , тогда как заполнение обоих состояний представляется псевдоспином, ориентированным в отрицательном направлении оси z ; другие ориентации псевдоспина соответствуют суперпозиции этих двух возможностей.

Эффективный гамильтониан системы дается выражением

$$\mathcal{H} = -2 \sum_k (\epsilon_k - \mu) s_{kz} - \sum_{k \neq k'} V_{kk'} (s_{kx}s_{k'x} + s_{ky}s_{k'y}), \quad (1)$$

где первый член отвечает кинетической энергии, а второй — энергии взаимодействия электронов. Здесь s_{kx} , s_{ky} , s_{kz} — три компоненты k -го псевдоспина, ϵ_k — кинетическая энергия одной частицы, μ — химический потенциал, $V_{kk'}$ — матричный элемент рассеяния пары электронов с равными и противоположными импульсами и спинами. На k -й псевдоспин действует эффективное поле

$$\mathbf{H}_k = 2(\epsilon_k - \mu) \mathbf{z} + 2 \sum_{k \neq k'} V_{kk'} \mathbf{s}_{k'\perp}, \quad (2)$$

*) B. D. Josephson, The Discovery of Tunneling Supercurrents, Science 184, 527 (1974). Перевод Г. Ф. Жаркова.

где $\mathbf{z}$ — единичный вектор в положительном направлении оси z , а значок $\perp$ указывает на компоненты псевдоспина в плоскости x, y .

Одна возможная конфигурация псевдоспинов, совместимая с уравнением (2), показана на рис. 1, а. Все псевдоспины ориентированы в положительном или отрицательном направлении оси z , и эта ориентация меняется на обратную при переходе через поверхность Ферми, поскольку при этом меняется знак $\epsilon_k - \mu$. Однако, если взаимодействие имеет характер притяжения (что соответствует отрицательным $V_{kk'}$), то имеется конфигурация с меньшей энергией, когда при подходе к поверхности Ферми все псевдоспины отклоняются от отрицательного направления оси z в некоторой плоскости, содержащей эту ось, так что ориентация псевдоспина изменяется непрерывно при переходе через поверхность Ферми (рис. 1, б).

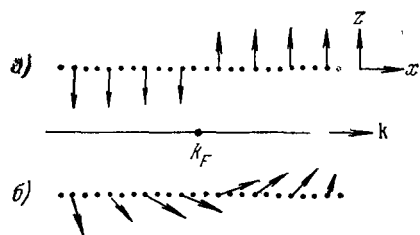


Рис. 1. Конфигурация псевдоспинов в нормальном металле (а) и в сверхпроводнике (б).

k_F — импульс Ферми.

костью x, z определенный угол φ . Этот угол будет играть в дальнейшем важную роль. Андерсон заметил также, что при соответствующей интерпретации теории Горькова⁴ φ есть также фаза комплексной величины F , входящей в эту теорию.

Идея нарушенной симметрии захватила меня, и я все время спрашивал себя, можно ли каким-нибудь образом наблюдать ее экспериментально. Существование исходной симметрии означает, что абсолютное значение фазового угла φ ненаблюдаемо; тем не менее, возможность наблюдать разность фаз функций F в двух разделенных сверхпроводниках не исключалась. Рассмотрение соотношения неопределенности для числа частиц и фазы говорило, однако, о том, что разность фаз $\Delta\varphi$ может наблюдаться только тогда, когда два сверхпроводника могут обмениваться электронами. Когда я узнал об экспериментах Мейсснера и группы Шапиро⁵, из которых следовало, что сверхпроводящие токи могут течь между двумя сверхпроводниками, разделенными достаточно тонкой пленкой нормального металла, я понял, что такой сверхпроводящий ток должен быть функцией $\Delta\varphi$. В принципе я понимал, как можно было бы вычислить этот сверхпроводящий ток, но считал, что этот расчет будет слишком трудным, чтобы стоило за него браться.

Затем я узнал о туннельных экспериментах Гиавера⁶, описанных в его лекции⁷. Пиппард⁸ рассмотрел возможность того, что куперовская пара туннельным образом проходит через изолирующий барьер того типа, который использовался Гиавером, и привел соображения, согласно которым вероятность одновременного туннелирования двух электронов будет столь малой, что это не приведет ни к каким наблюдаемым эффектам. Сейчас мы знаем, что эти правдоподобные соображения на самом деле несправедливы. Однако тогда под их впечатлением я обратился к другой возможности, согласно которой разность фаз могла бы видоизменить уже нормальный ток через барьер. Аргументом в пользу существования такого эффекта был тот факт, что матричные элементы процессов в сверхпровод-

нике видоизменяются по сравнению с матричными элементами соответствующих процессов в нормальном металле благодаря наличию так называемых факторов когерентности³, которые в свою очередь зависят от $\Delta\varphi$ (через величины u_k и v_k теории БКШ). В то время было неизвестно, как вычислить этот туннельный ток, — если не считать эвристической формулы Гиавера⁶, которая находилась в согласии с экспериментом, но не могла быть выведена из исходной теории. Я, однако, смог сделать некоторое качественное предсказание, касающееся зависимости тока от времени. Горьков заметил⁴, что функция F в его теории должна зависеть от времени по закону $\exp(-2i\mu t/\hbar)$, где $\hbar = 2\pi\hbar$ — постоянная Планка, а μ , как и ранее, — химический потенциал *). В таком случае фаза φ должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{2\mu}{\hbar}, \quad (3)$$

тогда как для системы из двух сверхпроводников разность фаз должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta\varphi) = \frac{2eV}{\hbar}, \quad (4)$$

где e — заряд электрона, а V — разность потенциалов между двумя сверхпроводящими областями, так что

$$\Delta\varphi = \frac{2eVt}{\hbar} + \text{const.} \quad (5)$$

Поскольку никакая физическая величина не может измениться, если $\Delta\varphi$ меняется на кратное 2π , я был вынужден заключить, что ток будет периодически меняться с частотой $2eV/\hbar$.

Проблема вычисления тока через барьер была решена, когда однажды Андерсон показал мне препринт, который он только что получил из Чикаго⁹. В этом препринте Коэн, Фаликов и Филлипс вычислили ток I , текущий через систему сверхпроводник — барьер — нормальный металл, и подтвердили формулу Гиавера. При этом использовался новый и очень простой способ вычисления тока через барьер, основанный на законе сохранения заряда. Согласно этому закону, ток через барьер просто равен производной по времени от величины заряда, находящегося по одну сторону от барьера. Производную по времени они вычисляли по теории возмущений, рассматривая туннелирование электронов через барьер как возмущение в системе, состоящей из двух изолированных подсистем, между которыми туннелирование не происходит.

Я немедленно уселся за работу, с тем чтобы распространить это вычисление на случай, когда по обе стороны от барьера находятся сверхпроводники. Полученное выражение имело вид

$$I = I_0(V) + I'_1(V) \cos(\Delta\varphi) + I_1(V) \sin(\Delta\varphi). \quad (6)$$

При конечных напряжениях линейное возрастание $\Delta\varphi$ со временем означает, что единственный вклад в постоянный ток происходит от первого члена, который имеет вид, предсказанный Гиавером. Тем самым

*) Результат Горькова можно распространить на случай конечных температур путем следующего рассуждения. Оператор плотности системы в равновесии имеет вид $Z^{-1} \exp[-\beta(\mathcal{H} - \mu N)]$, где $\mathcal{H}$ должен содержать малый член, приводящий к нарушению симметрии, с тем чтобы возник ансамбль состояний, в котором φ обладает определенным значением. Поскольку этот оператор коммутирует с $\mathcal{H} - \mu N$, все величины не зависят от времени, если взять гамильтониан системы в виде $\mathcal{H} - \mu N$. Переход к случаю, когда временная зависимость описывается истинным гамильтонианом $\mathcal{H}$, можно осуществить путем калибровочного преобразования и рассмотрением того влияния, которое это преобразование оказывает на электронные операторы. В результате непосредственно получается результат Горькова $F \sim \exp(-2i\mu t/\hbar)$.

результат Коэна и других распространялся на случай двух сверхпроводников. Второй член имел вид, согласующийся с моими ожиданиями зависимости тока от $\Delta\phi$ вследствие туннелирования квазичастиц. Однако третий член был совершенно неожиданным, поскольку коэффициент $I_1(V)$, в отличие от $I_0(V)$ и $I_1'(V)$, был четной функцией V и, вообще говоря, не исчезал, если V равнялось нулю. Зависящий от $\Delta\phi$ ток при нулевом напряжении очевидным образом интерпретировался как сверхпроводящий ток, однако, ввиду тех качественных соображений, о которых я упоминал выше, я никак не ожидал, что соответствующий вклад окажется того же порядка величины, что и ток квазичастиц. Прошло несколько дней, прежде чем я смог убедиться в том, что в своем расчете не сделал ошибки.

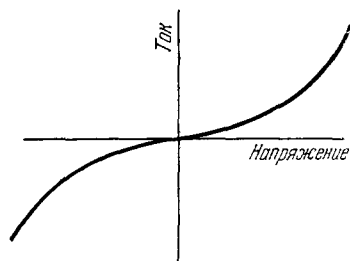


Рис. 2. Предсказанная вольт-амперная характеристика сверхпроводящего туннельного контакта, состоящая из двух ветвей.

Поскольку $\sin(\Delta\phi)$ может принимать любое значение от -1 до $+1$, теория предсказывала наличие критического сверхпроводящего тока $I_1(0)$. При конечном напряжении V ожидался «переменный сверхпроводящий ток» с амплитудой $\sqrt{[I_1(V)]^2 + [I_1'(V)]^2}$ и частотой $2eV/\hbar$. Как уже упоминалось ранее, единственный вклад в постоянный ток в этой ситуации ($V \neq 0$) дает член $I_0(V)$, так что следовало ожидать наличия двух ветвей вольт-амперной характеристики туннельного сверхпроводящего контакта, как это показано на рис. 2.

Затем я рассмотрел, что произойдет, если на постоянное напряжение V наложить переменное напряжение частоты ν . Полагая, что действие переменного напряжения приведет к модуляции частоты переменного сверхпроводящего тока, я пришел к заключению, что в вольт-амперной характеристике должны появиться ступеньки постоянного напряжения при таких напряжениях V , для которых частота немодулированного переменного сверхпроводящего тока является целым кратным ν , т. е. когда $V = nh\nu/2e$ при некотором целом n .

Смущающим обстоятельством во всей этой теории было то, что предсказанные эффекты были слишком велики! Величина предсказанного сверхпроводящего тока была пропорциональна проводимости барьера в нормальном состоянии и имела тот же порядок величины, что и скачок тока при переходе напряжения через некоторое пороговое значение, при котором становится возможным рождение пар квазичастиц.

Я стал просматривать литературу и увидел, что постоянный сверхпроводящий ток такой величины уже, возможно, наблюдался, например, в первом опубликованном эксперименте по туннелированию между двумя напыленными пленками сверхпроводников, выполненном Николем, Шапиро и Смитом ¹⁰ (рис. 3). Гиавер ¹² наблюдал аналогичное явление, но считал, что увиденные им сверхпроводящие токи обязаны проводимости через металлические закоротки, пронизывающие барьерный слой. Поскольку

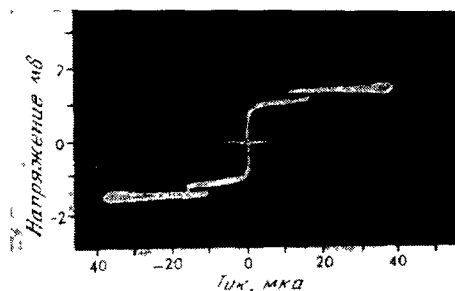


Рис. 3. Первое опубликованное наблюдение туннелирования между двумя напыленными пленками сверхпроводников ¹⁰.

Ясно виден сверхпроводящий ток при нулевом напряжении. Этот ток мог быть с уверенностью приписан туннельному эффекту лишь в результате последовавших экспериментов Андерсона и Роуэлла ¹¹.

сверхпроводящие токи были видны не всегда, то казалось, что объяснение посредством закороток, возможно, является правильным, а вся теория, по-видимому, имеет лишь математический интерес (как вскоре и было предположено некоторыми авторами).

Затем, несколько дней спустя, Андерсон сообщил мне свое объяснение, почему именно сверхпроводящие токи не наблюдались. Хотя позднее выяснилось, что это объяснение было ~~не~~ неправильным, в тот момент оно показалось мне достаточно убедительным, и я решил продолжать заниматься этим вопросом и опубликовать свои расчеты ¹³. Андерсон указал, что мое соотношение между критическим сверхпроводящим током и удельным сопротивлением нормального состояния существенно опиралось на предположение о симметрии относительно обращения времени, предположение, которое оказалось бы нарушенным при наличии магнитного поля. Мне удалось вычислить величину этого эффекта, используя теорию Гинзбурга — Ландау, и найти, как влияет поле на фазу функции F . Получалось, что уже магнитное поле Земли может сильно повлиять на сверхпроводящие токи.

Затем Пиппард предложил мне самому попытаться обнаружить туннельные сверхпроводящие токи, измеряя характеристики контакта в компенсированном магнитном поле. Результат моего эксперимента был отрицательным, хотя было бы достаточно тока менее одной тысячной предсказанного критического значения, чтобы дать заметное падение напряжения на контакте. Одно время этот эксперимент предполагалось описать в отдельной главе моей дипломной работы, имевшей название «Два неудачных эксперимента по электронному туннелированию между сверхпроводниками».

В конце концов, Андерсон понял, что причина, по которой в некоторых образцах не наблюдались постоянные сверхпроводящие токи, состояла в том, что электрический шум, передаваемый к образцу по измерительной цепи, для образцов с высоким удельным сопротивлением может оказаться достаточным, чтобы создать ток, превышающий критический. Вместе с Роуэллом он сделал несколько образцов с низким удельным сопротивлением и вскоре получил убедительное доказательство ¹¹ существования туннельных сверхпроводящих токов, о чем, в особенности, свидетельствовала чувствительность тока к магнитным полям, которая отсутствовала бы в случае проводимости через металлическую закоротку. В одном из образцов они наблюдали критический ток порядка $0,30\text{ ма}$ в магнитном поле Земли. Когда магнитное поле было компенсировано, критический ток возрос более чем вдвое, до $0,65\text{ ма}$, тогда как поле порядка двух миллитесла было достаточно, чтобы разрушить полностью сверхпроводящий ток при нулевом напряжении. Позднее Роуэлл ¹⁴ детально исследовал зависимость критического тока от поля и получил результаты, родственные дифракционной картине на одной щели. Мысль о возможности явлений подобного рода впервые была высказана Филиппсом ¹⁵. Эта работа была развита Жаклевичем, Ламбом, Сильвером и Мерсеро ¹⁶, которые соединили два контакта параллельно и смогли наблюдать аналог интерференционного эксперимента Юнга на двух щелях. Чувствительность критического тока к приложенному магнитному полю можно повысить, если увеличить площадь, охватываемую двумя ветвями параллельной цепи. В результате Циммерман и Сильвер смогли добиться ¹⁷ чувствительности 10^{-13} тл .

Вскоре последовали косвенные подтверждения переменного сверхпроводящего тока. Шапиро ¹⁸ облучал контакт волнами микронной длины и обнаружил появление предсказанных ступенек в вольт-амперной характеристике. Напряжения, при которых появлялись эти ступеньки,

изменялись с изменением частоты микроволн так, как и ожидалось. В 1966 г. Лангенберг, Паркер и Тэйлор¹⁹ измерили отношение этих напряжений к частоте с точностью $6 \cdot 10^{-5}$ и обнаружили согласие с принятым тогда значением $h/2e$. Позднее они существенно увеличили точность своих измерений, что позволило им обнаружить ошибки в принятых ранее значениях фундаментальных констант и получить для них более точные значения²⁰. Тем самым было осуществлено высказанное ранее предположение Пиппарда²¹. Переменный сверхпроводящий ток используется теперь для сравнения напряжений в различных лабораториях стандартов, при этом отпадает необходимость в обмене батареями стандартных элементов. Если в двух лабораториях облучать образцы волнами одной и той же частоты, то ступеньки напряжения появляются при одних и тех же напряжениях. Сравнение же частот можно осуществить непосредственно передачей радиосигналов.

До конца 1963 г. существовало только косвенное доказательство переменного сверхпроводящего тока. Адкинс и я пытались наблюдать этот эффект, соединяя два контакта коротким ($\sim 0,2$ мм) пленочным переходом. Идея состояла в том, что излучение, испущенное одним контактом, изменит характеристики другого контакта. Эксперимент, который, по плану, должен был составить вторую часть упомянутой выше главы моей дипломной работы, закончился неудачей, причины которой до сих пор не ясны. Позднее Гиавер²² смог наблюдать переменный сверхпроводящий ток, используя метод, аналогичный тому, который рассматривали мы, и, наконец, Янсону, Свистуну и Дмитренко²³ удалось наблюдать излучение сверхпроводящего тока с помощью обычного детектора.

Наконец, мне хотелось бы описать сверхпроводящий низкоиндуктивный ондуляторный гальванометр (SLUG), разработанный в Лаборатории Монда Кларком²⁴ в то время, когда он был еще дипломником. Кларк пытался сделать высокочувствительный гальванометр, используя описанные ранее магнитные интерферометры с двумя контактами, соединенными параллельно. Однажды Поль Рэйт, живший в одной комнате с Кларком, обратил внимание на тот факт, что нельзя припаять ниобий, используя обычный припой. Этот факт должен означать, что если позволить расплавленной капельке припоя затвердеть в контакте с ниобием, то между ними должен возникнуть промежуточный слой окисла; последний может иметь подходящую толщину, чтобы действовать, как туннельный барьер. Оказалось, что это действительно так. В образцах Кларка, где ниобиевая проволока была полностью окружена каплей припоя, критический ток через барьер оказался совершенно нечувствительным к извне приложенным магнитным полям, однако обнаружилось, что он чувствителен к магнитному полю тока, протекающего по центральной проволоке. Этот факт привел к разработке гальванометра с чувствительностью 10^{-14} в при постоянной времени в одну секунду.

Было множество других интересных работ, рассказать о которых у меня не было времени. Я хотел бы закончить словами, что в течение всех этих лет я с захватывающим интересом следил за многочисленными исследованиями в лабораториях всего мира, которые последовали за постановкой одного простого вопроса, именно, каков физический смысл нарушенной симметрии в сверхпроводниках?

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Anderson, *Concepts in Solids*, N.Y., Benjamin, 1963.
2. P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **112**, 1900 (1958).
3. L. N. Cooper, in: *Les Prix Nobel en 1972*, Stockholm, Nobel Foundation, 1973, p. 64.

4. Л. П. Горьков, ЖЭТФ 36, 1918 (1959).
 5. H. Meissner, Phys. Rev. 117, 672 (1960); P. H. Smith, S. Shapiro, J. L. Miles, J. Nicol, Phys. Rev. Lett. 6, 686 (1961).
 6. I. Giaever, ibid. 5, 464 (1960).
 7. I. Giaever, in: Les Prix Nobel en 1973, Stockholm, Nobel Foundation, 1974 (см. в этом номере УФН стр. 585).
 8. A. B. Pippard, in: Proc. of 7th Intern. Conference on Low Temperature Physics and Chemistry, Ed. G. M. Graham and A. C. Hollis Hallett, Amsterdam, North-Holland, 1961, p. 320.
 9. M. H. Cohen, L. M. Falicov, J. C. Phillips Phys. Rev. Lett. 8, 316 (1962).
 10. J. Nicol, S. Shapiro, P. H. Smith, ibid. 5, 461 (1960).
 11. P. W. Anderson, J. M. Rowell, ibid. 10, 230 (1963).
 12. I. Giaever, ibid. 5, 464 (1960).
 13. B. D. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962).
 14. J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 11, 200 (1963).
 15. J. C. Phillips, неопубликованные данные.
 16. R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver, J. E. Mercereau, Phys. Rev. Lett. 12, 159 (1964).
 17. J. E. Zimmerman, A. H. Silver, Phys. Rev. 141, 367 (1966).
 18. S. Shapiro, Phys. Rev. Lett. 11, 80 (1963).
 19. D. N. Langenberg, W. H. Parker, B. N. Taylor, Phys. Rev. 150, 186 (1966).
 20. W. H. Parker, B. N. Taylor, D. N. Langenberg, Phys. Rev. Lett. 18, 287 (1967); B. N. Taylor W. H. Parker, D. N. Langenberg, The Fundamental Constants and Quantum Electrodynamics, N.Y., Academic Press (см. перевод: Б. Тейлор, В. Паркер, Д. Лангенберг, Фундаментальные константы и квантовая электродинамика, М., Атомиздат, 1972).
 21. A. B. Pippard, неопубликованные данные.
 22. I. Giaever, Phys. Rev. Lett. 14, 904 (1965).
 23. И. К. Янсон, В. М. Свистунов, И. М. Дмитренко, ЖЭТФ 21, 650 (1965).
 24. J. Clarke, Phil. Mag. 13, 115 (1966).
-