Квантовый транспорт в андреевских проводах.

В.М.Винокур[1], Н.Б.Копнин[2,3], А.С.Мельников[1,4]
[1]Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, US
[2]Институт Теоретической Физики РАН, 119334 Москва, Россия
[3]Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland
[4]Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

В работе проведены теоретические исследования квантового транспорта в андреевских проводах (цилиндрах нормального металла в сверхпроводящей матрице). Андреевский провод представляет собой, в частности, простейшую модель для исследования когерентного транспорта квазичастиц вдоль вихревых линий в сверхпроводниках второго рода. Вычислен коэффициент теплопроводности андреевского провода как функция длины провода d, его радиуса a и длины свободного пробега l. При этом в баллистическом пределе решение основано на анализе соответствующей задачи рассеяния для квазичастиц, поставленной в рамках теории Боголюбова-де Жена. Показано, что в чистом случае коэффициент теплопроводности спадает с увеличением длины провода, а при больших длинах провода транспорт тепла определяется дрейфом квазиклассических траекторий квазичастиц вдоль оси провода. Предложено феноменологическое обобщение кинетического уравнения, позволяющее учесть этот неквазиклассический дрейф в присутствие рассеяния на дефектах. Решения, полученные в рамках такого подхода, позволили предсказать существование необычного режима возвратной локализации в андреевских проводах: коэффициент теплопроводности есть немонотонная функция длины свободного пробега. Экспериментально указанные эффекты могут наблюдаться как в искусственных гибридных системах типа нормальный металл - сверхпроводник, так и в смешанном (промежуточном) состоянии сверхпроводников второго (первого) рода, где вихревые линии (домены нормальной фазы) играют роль андреевских проводов. Полученные результаты представляются важными и для понимания более широкого круга задач, в которых дрейф квазиклассических траекторий может существенно определять измеряемые физические величины.

Основной особенностью электронного транспорта в изучаемой системе (андреевском проводе) по сравнению с квантовым транспортом в обычных мезоскопических проводах является механизм формирования поперечных электронных мод: в обычных проводах – это размерное квантование за счет нормального отражения электронов на границе провода, а в андреевском проводе квантованные уровни поперечного движения образуются за счет андреевского отражения на неоднородном потенциале сверхпроводящей щели. Андреевские провода относятся к более широкому классу гибридных мезоскопических систем, таких как андреевские интерферометры и биллиарды. С экспериментальной точки зрения специфика андреевских проводов заключается в том, что наиболее адекватным методом изучения одночастичного транспорта является измерение теплопроводности.

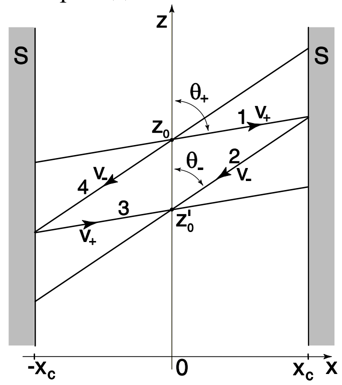

Рис. 1. Траектории электронов (1), (3) и дырок (2), (4) в андреевском проводе.

Баллистический транспорт - Для андреевских уровней групповая скорость вдоль оси провода z оказывается малой по сравнению со скоростью Ферми V_F: $V_g = \frac{\partial \varepsilon}{\hbar \partial k_z} \sim V_F \frac{\varepsilon}{E_F}$. Таким образом, для большой длины вихревой нити тепловой транспорт оказывается существенно неквазиклассичным. Тепловой кондактанс в этом предельном случае может быть вычислен по формуле Ландауэра с использованием выражения для групповой скорости квазичастичных состояний: $\kappa \sim \frac{T}{\hbar}(k_F a)^2 \frac{V_g}{V_F}$. Полученный таким образом кондактанс оказывается значительно меньше Шарвиновского кондактанса $\kappa = \frac{T}{\hbar} N_{Sh} \sim \frac{T}{\hbar}(k_F a)^2$ нормального провода, окруженного изолятором. Такое уменьшение эффективного числа транспортных мод $N_{eff} = \frac{\hbar}{T}\kappa$ связано с андреевским характером отражения на стенках провода. При этом в квазиклассическом приближении траектория падающего электрона точно совпадает с траекторией отраженной дырки. Отличный от нуля вклад в теплопроводность возникает лишь за счет малого угла между траекториями падающего электрона и отраженной дырки. Именно это расхождение траекторий (показанное на Рис. 1) ответственно за дрейф квазичастиц вдоль провода. Для образцов достаточно малой толщины доминирующий вклад в транспорт связан с пролетными квазиклассическими траекториями, испытывающими слабое андреевское отражение от стенок провода. Доля таких пролетных траекторий убывает с увеличением длины d, что приводит в свою очередь к убыванию теплового кондактанса: $N_{eff} \sim (k_F a)^2 \dfrac{a^2}{d^2}$. Для случая вихревой линии (за рамками модели полностью нормального кора) зависимость теплопроводности от длины d оказывается более сложной и проанализирована нами в различных температурных режимах на основе решения соответствующей задачи рассеяния, поставленной в рамках теории Боголюбова-де Жена:

$$N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a^6}{d^6}, \text{ при } T << T_c \,\xi / d$$

$$N_{eff} \sim (k_F a)^2 \frac{a^2}{d^2} \left(\frac{T}{T_c}\right)^4, \text{при } T_c >> T >> T_c \,\xi / d$$

Здесь T_c - критическая температура, ξ - длина когерентности.

*Диффузионный транспорт – П*ереходя к теоретическому анализу влияния рассеяния квазичастиц на тепловой транспорт, мы остановились на случае упругого рассеяния на примесях и выполнили расчет теплового кондактанса андреевских каналов в диффузионном режиме. Для получения нетривиальных транспортных свойств представляет интерес рассмотреть случай достаточно большой $l >> a$. Заметим, что в противоположном пределе тепловая проводимость фактически совпадает с той, которая получается для провода в окружении изолятора: $\kappa \sim \dfrac{T}{\hbar} (k_F a)^2 \dfrac{l}{d}$. В пионерской работе А.Ф.Андреева [1] было показано, что в квазиклассическом приближении тепловой транспорт в таких системах определяется нетривиальной диффузией квазичастиц (теплопроводность уменьшается с увеличением длины свободного пробега): $\kappa_A = \dfrac{T}{\hbar} N_A \sim \dfrac{T}{\hbar} (k_F a)^2 \dfrac{a^2}{ld}$. В своей работе мы поставили задачу изучить кроссовер от режима такой андреевской диффузии к баллистическому пределу, описываемому формулой Ландауэра (см. выше). Основой нашего анализа стало обобщение стандартного метода кинетического уравнения, используемого при квазиклассическом подходе, на случай малой электрон-дырочной асимметрии, приводящей к изменению импульса при андреевском отражении (см. Рис. 1). На Рис. 2. схематически проиллюстрирована зависимость теплового кондактанса от длины свободного пробега для длинного провода $d >> aV_F / V_g$. Качественная оценка влияния рассеяния на дрейф траекторий может быть получена путем введения эффективного коэффициента диффузии $D_{eff} = V_g l_{eff} = V_g^2 \tau$, где $l = V_F \tau$. Для вклада в теплопроводность, связанного с дрейфом траекторий, получаем:

$$\kappa_L = \frac{T}{\hbar} N_L \sim \nu_F a^2 D_{eff} / d \sim \frac{T}{\hbar} (k_F a)^2 \frac{V_g^2}{V_F^2} \frac{l}{d},$$

где ν_F - плотность состояний на уровне Ферми. Минимум полного теплового кондактанса $\kappa = \dfrac{T}{\hbar}(N_A + N_L)$ реализуется при $l \sim aV_F / V_g$: $\min N_{eff} \sim (k_F a)^2 \dfrac{a}{d} \dfrac{V_g}{V_F}$. На основе расчетов немонотонной зависимости теплового кондактанса от длины свободного пробега мы предсказываем возможность реализации необычного режима возвратной локализации квазичастичных мод в андреевском канале, которая может наблюдаться для $l >> a$. Такой режим локализации, в соответствии с критерием $N_{eff} < 1$ [2], может наблюдаться для достаточно длинных проводов $d > d_{loc} \sim a (k_F a)^2 \dfrac{V_g}{V_F}$.

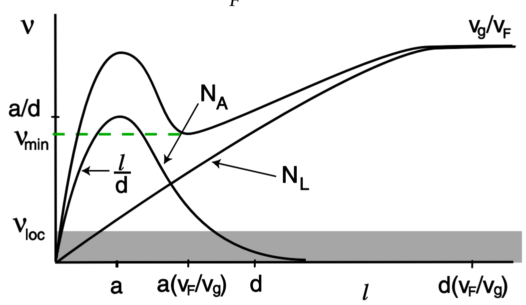

Рис. 2. Эффективное число транспортных мод, $\nu = N_{eff} / N_{Sh}$ как функция l.

Работа выполнена при частичной поддержке US DOE Office of Science в рамках контракта No.W-31-109-ENG-38, РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, гранта Президента РФ для молодых докторов наук (МД-141.2003.02), и Фонда поддержки отечественной науки. А.С.М. признателен Лаборатории Низких Температур Университета Технологии Хельсинки за гостеприимство.

1. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ 47, 2222 (1964).
2. D. J. Thouless, Phys. Rev. Lett. 39, 1167 (1977).