

Д.М.Сергеев^{1,2}, К.Ш.Шункеев²¹Военный институт Сил Воздушной обороны, Актюбе (E-mail: serdau@rambler.ru);²Актюбинский государственный педагогический институт

Андреевское отражение в джозефсоновской системе «сверхпроводник – флуктуационный сверхпроводник – сверхпроводник»

В работе рассмотрена джозефсоновская система «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник», состоящая из комбинации сверхпроводников с флуктуационным сверхпроводником. Показана возможность трансформации сверхпроводящих (куперовских) пар в псевдокоррелированные (флуктуационные) пары электронов и наоборот — флуктуационных пар в куперовские пары в подобной джозефсоновской системе. Обсуждены особенности андреевского отражения слабо-связанного электрона, входящего в состав флуктуационной пары, в интерфейсе флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник с вероятностью формирования пары «электрон–дырка» и генерацией псевдокоррелированной пары. Определена вероятность образования двух коррелированных куперовских пар, образующих своеобразный кластер с зарядом $4e$, в интерфейсе флуктуационный сверхпроводник – сверхпроводник в результате превращения отраженной дырки в электрон или под-вержения обоих электронов флуктуационной пары андреевскому отражению. Рассмотренные процессы могут быть полезны для более глубокого понимания флуктуационных эффектов в сверхпроводящих материалах, проявляющихся при температуре выше критического значения.

Ключевые слова: джозефсоновская система, сверхпроводник, куперовская пара, генерация, андреевское отражение.

Введение

Обычно при измерении температурной зависимости сопротивления сверхпроводящего материала в нормальном (несверхпроводящем) состоянии, т.е. при $T > T_c$, с уменьшением температуры T почти прямолинейно уменьшается сопротивление образца (рис. 1, пунктирная линия 1). (Здесь T_c — критическая температура, T — текущая температура образца). Однако в работе [1] обнаружено, что вблизи критической температуры T_c изменение сопротивления материала существенно отклоняется от прямолинейной зависимости, т.е. появляется избыточная проводимость материала в области температур $T_c < T < T^*$, которая называется флуктуационной проводимостью, где T^* — характеристическая температура, являющаяся граничной температурой флуктуационной проводимости. Тогда результирующая проводимость определяется формулой

$$\sigma(T) = \sigma'(T) + \sigma_N(T), \quad (1)$$

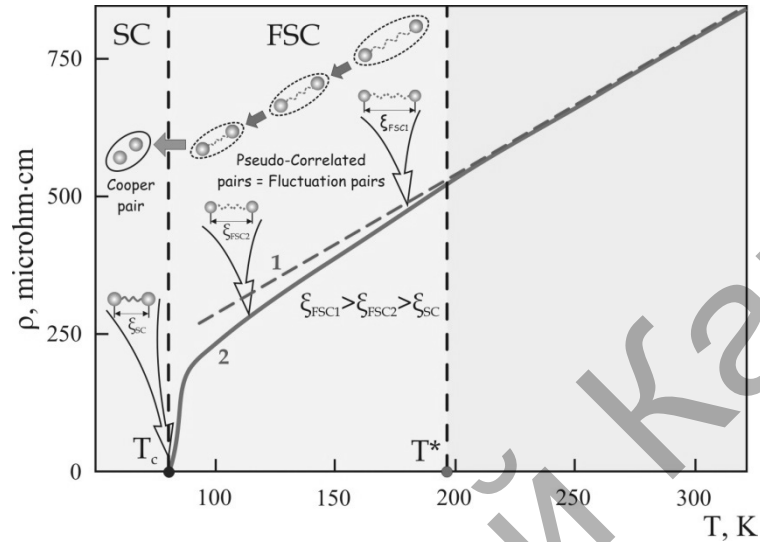
где $\sigma'(T)$ — избыточная проводимость; $\sigma_N(T)$ — проводимость при нормальном состоянии образца. Используя выражение (1), избыточную проводимость представим в виде ($\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T)$):

$$\sigma'(T) = \frac{\rho_N(T) - \rho(T)}{\rho_N(T)\rho(T)}, \quad (2)$$

где $\rho(T)$ — удельное сопротивление; $\rho_N(T) = aT + b$ — сопротивление образца в нормальном состоянии, экстраполированное в область низких температур (a , b — коэффициенты, определяемые эмпирическим путем) [2].

Флуктуационная проводимость особенно четко отражается в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) с активными плоскостями на основе как оксида меди CuO_2 [2, 3], так и арсенида железа FeAs [4]. При температурах выше T_c ($T_c < T < T^*$) в сверхпроводниках параметр порядка не равен нулю ($\Delta(T^*) \neq 0$) и носит флуктуационный характер. В связи с этим имеется предположение, что флуктуационная проводимость в ВТСП связана с псевдощелевым состоянием и псевдощель проявляется в виде отклонения удельного сопротивления $\rho(T)$ от линейной зависимости в сторону меньших значений при температуре $T \leq T^*$, что приводит к возникновению избыточной

проводимости (рис. 1) [2, 3]. Это означает, что в интервале температур $T_c < T < T^*$ в ВТСП должны существовать сверхпроводящие флуктуационные куперовские пары, экспериментально подтверждающиеся током когерентных бозонов с зарядом $2e$ в плёнках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ выше температуры T_c [3], т.е. при температуре $T = T^*$ начинается спаривание электронов и формируются псевдо-коррелированные электронные пары (флуктуационные пары), но фазовая когерентность достигается лишь при температуре $T = T_c$.



SC — superconductor — сверхпроводник;
 FSC — fluctuation superconductor — флуктуационный сверхпроводник;
 1 — прямолинейное уменьшение удельного сопротивления с уменьшением температуры (без учета избыточной проводимости);
 2 — отклонение удельного сопротивления от линейной зависимости в сторону меньших значений при температуре $T \leq T^*$ (с учетом избыточной проводимости)

Рисунок 1. Флуктуационная проводимость в ВТСП типа $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

При температуре $T = T^*$ образуются флуктуационные куперовские пары с некой длиной когерентности $\xi_{FSC}(T)$, которая уменьшается с понижением температуры T и возможно при $T = T_c$ флуктуационные пары трансформируются в куперовские пары $\xi_{FSC}(T) \rightarrow \xi_{SC}(T)$, т.е. при $T = T_c$ флуктуационные пары коррелируются. В интервале $T_c < T < T^*$ ВТСП ведет себя как материал с необычными свойствами, отличающимися от традиционных свойств сверхпроводников. Иначе говоря, ВТСП-образец превращается в флуктуационный сверхпроводник (рис. 1).

Теоретические модели флуктуационной сверхпроводимости

В настоящее время существует множество теоретических моделей флуктуационной проводимости в сверхпроводниках [см., напр., 2, 5–10]. Флуктуационные свойства двумерных сверхпроводящих систем определяются поправками Асламазова-Ларкина (АЛ) [11]

$$\sigma'_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \tag{3}$$

и Маки-Томпсона (МТ) [12, 13]:

$$\sigma'_{MT} = \frac{e^2}{8\hbar d} (\varepsilon - \delta)^{-1} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right), \tag{4}$$

где e — элементарный заряд; \hbar — постоянная Планка; d — толщина образца; $\varepsilon = \ln(T/T_c) \approx (T - T_c)/T_c$; $\delta = \ln(T_{c0}/T_c) \approx (T_{c0} - T_c)/T_c$; T_c — критическая температура; T_{c0} — невозмущенное значение критической температуры T_c .

Для определения добавочной проводимости трехмерных сверхпроводящих систем часто используется поправка АЛ в виде

$$\sigma'_{AL} = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (5)$$

где ξ — длина когерентности.

Поправка АЛ связана с наличием флуктуационных куперовских пар и ее вклад преобладает вблизи T_c , а поправка МТ — с взаимодействием квазичастиц с флуктуационными парами, и вклад данной поправки МТ возрастает по мере удаления от T_c . Однако при значениях $\varepsilon \approx \delta$ следует учитывать обе поправки АЛ и МТ [6].

Особый интерес представляет проявление джозефсоновских эффектов в системах с флуктуационным сверхпроводником [11, 12].

Рассмотрим физические процессы в интерфейсах джозефсоновских систем «сверхпроводник — флуктуационный сверхпроводник — сверхпроводник», состоящие из комбинации сверхпроводников с флуктуационным сверхпроводником.

*Трансформация куперовских пар в флуктуационные пары в системе
«сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»*

В системе «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» (SC–FSC–SC) возможно преобразование куперовских пар в псевдокоррелированные (флуктуационные) пары при переходе через границу SC–FSC и, наоборот, на границе FSC–SC — трансформация псевдокоррелированных пар в куперовские пары.

В 1-м интерфейсе (интерфейс SC–FSC — рис. 2) куперовские пары проникают из сверхпроводящего слоя в сторону флуктуационного сверхпроводника и некоторое время могут существовать в FSC-области (эффект близости). После куперовские пары распариваются, так как энергия $kT > kT_c$, однако между этими электронами остается корреляция до некоторой температуры T^* (т.е. распаренные электроны имеют одинаковую волновую функцию). Время жизни флуктуационных пар с импульсом $p = \hbar k$ определяется из уравнения (полученного из уравнения Гинзбурга-Ландау)

$$\gamma \frac{d\psi(p)}{dt} = -(\alpha + \hbar^2 p^2 / 4m) \psi(p), \quad (6)$$

где γ — кинетический коэффициент; $\psi(p) = \int dr \Psi(r) e^{ipr}$ — приведенная волновая функция (здесь $\Psi(r)$ — волновая функция спаренных электронов (параметр порядка Δ в теории Бардина-Купера-Шриффера)); α — феноменологический коэффициент разложения, характеризующий материал, в теории Гинзбурга-Ландау; m — масса электрона.

Тогда из уравнения (6) получим зависимость времени жизни флуктуационных пар от импульса (рис. 2):

$$\tau(p) = \frac{\gamma}{\alpha + \hbar^2 p^2 / 4m}. \quad (7)$$

В FSC-области параметр порядка Δ преобразуется на параметр $\Delta(T^*) = \Delta^*$, описывающий псевдоцелевое состояние SC, соответственно волновая функция Ψ преобразуется на Ψ^* ($\Psi \rightarrow \Psi^*$), длина когерентности $\xi_{SC}(T) \rightarrow \xi_{FSC}(T)$, сверхпроводящий ток $I_{SC} \rightarrow I^*$.

Во 2-м интерфейсе (интерфейс FSC–SC — рис. 3) происходит обратный процесс. Флуктуационные куперовские пары, проникающие со стороны флуктуационного сверхпроводника в сторону сверхпроводника, трансформируются обратно в куперовские, при этом все параметры сверхпроводящих электронов восстанавливаются: параметр порядка $\Delta^* \rightarrow \Delta_{SC}$, волновая функция $\Psi^* \rightarrow \Psi$, длина когерентности $\xi_{FSC}(T) \rightarrow \xi_{SC}(T)$, сверхпроводящий ток $I^* \rightarrow I_{SC}$.

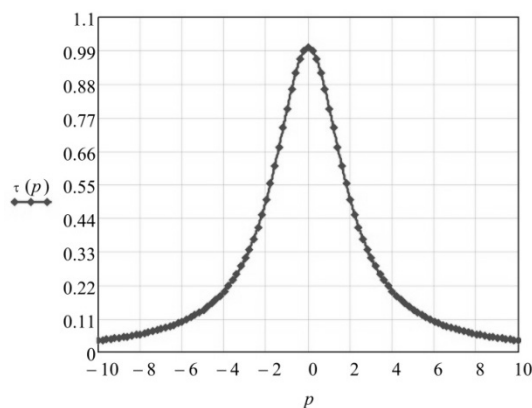


Рисунок 2. Зависимость времени жизни флуктуационной пары от импульса

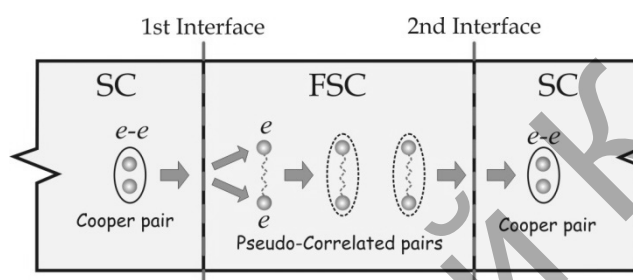


Рисунок 3. Процесс преобразования куперовских пар в флуктуационные пары в 1-м интерфейсе и обратный процесс трансформации флуктуационных пар в куперовские во 2-м интерфейсе джозефсоновской системы «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»

Андреевское отражение носителей заряда в системе «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»

В системе SC–FSC–SC вполне вероятно андреевское отражение слабосвязанного электрона, входящего в состав флуктуационной пары, в интерфейсе FSC–SC (как в 1-м, так и во 2-м интерфейсах).

Андреевское отражение слабосвязанного электрона на границе FSC–SC проявляется своеобразно, по сравнению с переходом нормальный металл–сверхпроводник (N–SC). Это связано, во-первых, с флуктуирующим параметром порядка в FSC-области $\Delta_{FSC} \neq 0$, когда в N-области равен нулю $\Delta_N = 0$; во-вторых, сохранением корреляции (волновой функции) на определенное время отраженного слабосвязанного электрона из флуктуационной пары (рис. 4).

Во 2-м интерфейсе SC–FSC–SC-системы, падающем на границу раздела SC–FSC со стороны флуктуационного сверхпроводника, слабосвязанная частица (электрон), входящая в состав флуктуационной пары, с вероятностью андреевского отражения может отразиться обратно как дырка (рис. 4, 5). Отражение дырки при падении на границу раздела электрона возникает только тогда, когда частица, налетающая на сверхпроводник со стороны флуктуационного сверхпроводника, имеет энергию меньшую, чем величина сверхпроводящей щели. При этом одна частица, входящая в состав флуктуационной пары, проникая в область сверхпроводника, находит себе парную частицу и вместе с ней переходит в конденсат, а освободившаяся дырка возвращается в FSC-область, и возможно, что отраженная дырка, соединяясь со второй частицей флуктуационной пары, образует пару электрон-дырка (экситон) [13].

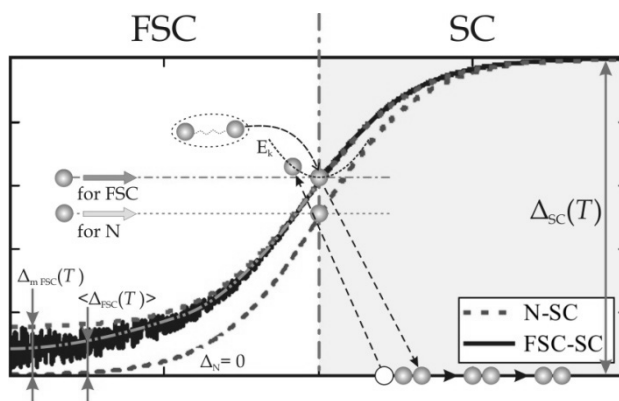


Рисунок 4. Андреевское отражение на границах «флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» (FSC–SC) и «нормальный металл–сверхпроводник» (N–SC)

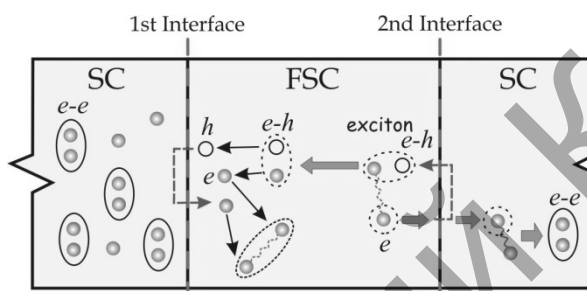


Рисунок 5. Процесс преобразования куперовской пары, пары электрон-дырка (экситон) из флуктуационной пары во 2-м интерфейсе и генерация псевдокоррелированной пары в 1-м интерфейсе системы «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» в результате андреевского отражения

Пара электрон-дырка, двигаясь в сторону 1-го интерфейса, может повторно отражаться от FSC–SC-границы. В таком случае из дырки в FSC-область отражается электрон, а из электрона — дырка. Однако если энергия электрона больше, чем величина сверхпроводящей щели, тогда он не участвует в процессе андреевского отражения, вследствие чего может генерироваться флуктуационная пара из электрона, возникшего из отраженной дырки, и из электрона, не участвовавшего в процессе андреевского отражения (рис. 5).

Возможное образование 4e кластера на границе «флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник»

В интерфейсе FSC–SC (2-й интерфейс, рис. 6) имеется вероятность распада некоторых флуктуационных пар на две куперовские пары за счет андреевского отражения.

Андреевскому отражению могут подвергаться оба электрона флуктуационной пары, если энергия электронов 1 и 2 меньше величины энергетической щели $|eV| < \Delta$. В таком случае электроны 1 и 2, проникая в сверхпроводящую область, находят себе парную частицу и образуют конденсаты — куперовские пары (рис. 6). Однако в двух сформированных куперовских парах может сохраняться корреляция между электронами 1 и 2, т.е. с помощью электронов 1 и 2 образуется связь между двумя образовавшимися куперовскими парами. Таким образом, формируется кластер, состоящий из двух куперовских пар, с зарядом $4e$ ($4e$ кластер). Образование $4e$ кластера возможно также при превращении отраженной дырки в электрон во 2-м же интерфейсе FSC–SC, далее — превращение в куперовскую пару (рис. 6).

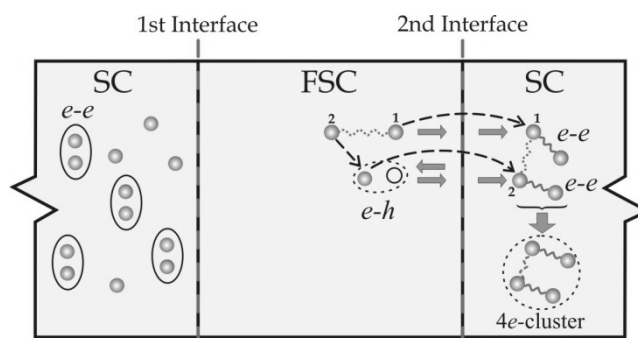


Рисунок 6. Образование кластера с зарядом $4e$ из двух сверхпроводящих пар

Известно, что в обычном сверхпроводящем корреляторе $\exp[i(\chi_1 - \chi_2)]$ квазидальний порядок отсутствует, когда $4e$ -бозе-конденсат характеризуется наличием квазидальнего порядка в корреляторах $\exp[2i(\chi_1 - \chi_2)]$, где χ_1, χ_2 — фазы параметров порядка двух сверхпроводников [14]. Учитывая квазидальний порядок для $4e$ -бозе-конденсата нетрудно обнаружить в подобных системах проявление отклонения величины сверхпроводящего тока от стандартной синусоидальной формы. В настоящее время широко обсуждается проблема создания квантового бита (кубита), являющегося основой квантового компьютера, на джозефсоновских системах с ангармоническим сверхтоком, в котором преобладает вторая гармоника тока. Проявление ангармонизма сверхтока с преобладанием второй гармоники в джозефсоновской системе «сверхпроводник — флуктуационный сверхпроводник — сверхпроводник», обусловленное $4e$ -транспортом сверхтока, может включить подобные системы в список перспективных материалов для создания твердотельных кубитов [15, 16].

Выводы

Таким образом, в данной работе показано, что в джозефсоновской системе «сверхпроводник–флуктуационный сверхпроводник–сверхпроводник» возможны:

- 1) трансформация куперовских пар в псевдокоррелированные (флуктуационные) пары при переходе через границу SC–FSC и, наоборот, на границе FSC–SC трансформация псевдокоррелированных пар в куперовские пары;
- 2) андреевское отражение слабосвязанного электрона с энергией $|eV| < \Delta$, входящего в состав флуктуационной пары, в интерфейсе FSC–SC с формированием пары «электрон–дырка», где после превращения отраженной дырки в электрон происходит генерация псевдокоррелированной пары;
- 3) превращение отраженной дырки в электрон или подвержение обоим электронам флуктуационной пары андреевскому отражению в интерфейсе FSC–SC с образованием двух коррелированных куперовских пар, образующих своеобразный кластер с зарядом $4e$.

References

- 1 Glover R.E. Superconducting component of conductivity above the transition temperature // Proceeding of 11-th Inter. Conf. on Low Temp. Phys. — St. Andrews, 1968. — Vol. 2. — B. 3. — P. 793–797.
- 2 Solovjov A.L., Dmitriev V.M. Fluctuation conductivity and pseudogap in high-temperature YBCO superconductors // Fizika Nizkikh Temperatur. — 2009. — Vol. 35. — № 3. — P. 227–264.
- 3 Kondo T., Hamaya Y., Palczewski A.D. et al. Disentangling Cooper-pair formation the transition temperature from the pseudogap state in the cuprates // Nature Phys. — 2011. — Vol. 7. — P. 21–25.
- 4 Solovjov A.L., Sidorov S.L. et al. Fluctuation conductivity and pseudogap in SmFeAsO_{1-x} // Fizika Nizkikh Temperatur. — 2009. — Vol. 35. — № 3. — P. 227–264.
- 5 Tunin M.R. Conductivity anisotropy and pseudogap in the microwave response of high-temperature superconductors // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 2005. — Vol. 175. — № 10. — P. 1017–1037.
- 6 Belevtsev B.I. Superconductivity and localization of electrons in disordered two-dimensional metal systems // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. — 1990. — Vol. 160. — № 1. — P. 65–98.
- 7 Aslamazov L.G., Larkin A.I. The Influence of Fluctuation Pairing of Electrons on the Conductivity of Normal Metal // Phys. Let. — 1968. — Vol. 26A. — № 6. — P. 238–239.

- 8 *Maki K.* The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors // Progress or Theoretical Physics. — 1968. — Vol. 39. — № 4. — P. 897–906.
- 9 *Thomson R.S.* Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors // Phys. Rev. B. — 1970. — Vol. 1. — № 1. — P. 327–333.
- 10 *Hikami S. and Larkin A.I.* Magnetoresistance of temperature superconductors // Modern Physics Letters B. — 1988. — Vol. 2. — № 5. — P. 693–698.
- 11 *Kulik I.O.* Fluctuation conductivity of tunnel contact at temperatures above the critical // Pis'ma v ZhETF. — 1969. — Vol. 10. — P. 488–491.
- 12 *Sergeyev D.M.* About a fluctuation Josephson effect in high-temperature superconductors // Proceedings of the International Scientific Conference «Fundamental Problems radioelectronic instrument engineering INTERMATIC–2011». — Part 1. — Moscow, 2011. — P. 81–83.
- 13 *Sergeyev D.M.* About Possible Transformation the Fluctuation Pairs in Cooper Pairs in System «Fluctuation Superconductor — Superconductor» // Abstract Book 3rd International Conference on Superconductivity and Magnetism — ICSM2012. — P. 444.
- 14 *Rizzi M., Cataudella V. and Fazio R.* 4e-condensation in a fully frustrated Josephson junction diamond chain // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 100502(R).
- 15 *Sergeyev D.M.* About tunneling of pairs of the cooper pairs through the Josephson junctions in exotic superconductors // Izvestija vuzov. Fizika. — 2012. — Vol. 55. — № 1. — P. 74–80.
- 16 *Sergeyev D.M.* About tunneling of pairs of the cooper pairs through the Josephson junctions in exotic superconductors // Russian Physics Journal. — 2012. — Vol. 55. — № 1. — P. 84–91.

Д.М.Сергеев, К.Ш.Шункеев

«Асқын өткізгіш–флуктуациялық асқын өткізгіш–асқын өткізгіш» джозефсон жүйесіндегі андреев шағылуы

Мақалада асқын өткізгіштер мен флуктуациялық асқын өткізгіштер комбинациясынан құралған «асқын өткізгіш–флуктуациялық асқын өткізгіш–асқын өткізгіш» джозефсондық жүйесі қарастырылған. Мұндай джозефсондық жүйеде асқын өткізгіш (Купер) жұптарының псевдокорреляцияланған (флуктуациялық) электрондар жұптарына және керісінше флуктуациялық жұптардың Купер жұптарына түрлену мүмкіндігі көрсетілген. «Флуктуациялық асқын өткізгіш–асқын өткізгіш» интерфейсында флуктуациялық жұп құрамындағы әлсіз байланысқан электронның андреев шағылуына ұшырау ерекшеліктері және нәтижесінде «электрон–кемтік» жұбының қалыптасуы мен псевдокорреляцияланған электрондардың генерациялану ықтималдығы талқыланған. Флуктуациялық электрондар жұбының андреев шағылуына толықтай ұшырауы немесе андреев шағылуынан кемтіктің электронға айналуы нәтижесінде $4e$ зарядты асқын өткізгіш кластердің түзілу мүмкіндігі көрсетілген. Қарастырылған процестер асқын өткізгіш материалдарда температура критикалық температурадан жоғары болғанда байқалатын флуктуациялық эффектерді терең түсінуге пайдалы болуы мүмкін.

D.M.Sergeyev, K.Sh.Shunkeev

Andreev reflection in the Josephson system «superconductor–fluctuation superconductor–superconductor»

In the article we consider the Josephson system «superconductor – fluctuation superconductor – superconductor», consisting of a combination of superconductors with a fluctuation superconductor. It is shown the possibility of transformation of the superconducting (Cooper) pairs in pseudocorrelated (fluctuation) of a pair of electrons, and vice versa, the fluctuation pairs in the Cooper pairs in such a Josephson system. The characteristic features of the Andreev reflection of the weakly bound electron, which is part of the fluctuation pairs in the interface «fluctuation superconductor – superconductor» with a probability of forming a pair of «electron – hole» and the generation of pseudocorrelated pair discussed. The probability of formation of two correlated superconducting electron pairs, forming original cluster with a charge $4e$, in the interface «fluctuation superconductor – superconductor» as a result of transmutation of the reflected hole into an electron or subjection Andreev reflection of both electrons of fluctuation pairs is viewed. The above processes may be useful to better understand the fluctuation effects in superconducting materials which appear at temperatures above the critical value.