

Неоднородное протекание тока в переходах сверхпроводник–фуллерен–сверхпроводник

В.Е. Шатерник¹, А.Н. Иванюта², А.В. Шатерник²

¹*Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины
пр. Вернадского, 36, г. Киев, 03142, Украина
E-mail: shat@imp.kiev.ua*

²*Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, радиофизический факультет
пр. Акад. Глушкова, 2, г. Киев, 01030, Украина*

Статья поступила в редакцию 11 января 2006 г., после переработки 31 января 2006 г.

Созданы сверхпроводниковые структуры типа сверхпроводник–фуллерен–сверхпроводник на основе пленок из молибден-ренийевого сплава. Полученные экспериментально ВАХ сравниваются с теоретическими, рассчитанными в рамках моделей множественных андреевских отражений квазичастиц. Обсуждается неоднородное протекание тока через тонкую пленку фуллерена.

Створено надпровідникові структури типу надпровідник–фуллерен–надпровідник на основі плівок з молибден-ренієвого сплаву. Одержані експериментально ВАХ порівнюються з теоретичними, які розраховані в рамках моделей багаторазових андріївських відбивань. Обговорюється неоднорідне протікання струму крізь тонку плівку фуллерена.

PACS: 73.40.Rw; **74.50+r**; 74.70.Ad

Ключевые слова: множественные андреевские отражения, сверхпроводник, неоднородный ток, молибден-ренийевые пленки, фуллерен.

Возможность управления электронными свойствами материала под воздействием внешнего приложенного электрического поля является основой современной электроники. Так называемый электрический полевой эффект, позволяющий изменять концентрацию носителей в полупроводниках, недавно был обнаружен в тонких монокристаллических пленках графита, состоящих из близких к двумерным наночастиц графена [1]. Вызывает большой интерес возможность путем допирования сделать пленки фуллеренов сверхпроводящими при температурах вплоть до 60 К и обладающими магнитосопротивлением [2]. Это является одной из причин резко возросшего интереса к возможности создания из разного типа графитовых наночастиц (фуллеренов, нанотрубок и т.п.) тонких пленок и к исследованию их физических свойств.

Цель настоящей работы — исследование процесса протекания тока сквозь тонкие пленки фуллерена

C₆₀ в специально изготовленных структурах вида сверхпроводник–фуллерен–сверхпроводник.

Исследуемые структуры вида сверхпроводник–фуллерен–сверхпроводник (см. рис. 1) изготавливали следующим образом. При комнатной температуре на диэлектрическую подложку из поликристаллического сапфира через металлическую маску осаждалась нижняя пленка MoRe. Осаждение пленки MoRe осуществляли распылением с помощью магнетрона постоянного тока (dc магнетрона) MoRe мишени в атмосфере аргона в вакууме порядка 2–5 Па. Пленки MoRe имели гладкую поверхность (см. рис. 2), температура сверхпроводящего перехода пленок T_c составляла 8,7 К (см. рис. 3). На то место MoRe пленки, на котором создается структура, наносился толуол, в котором был растворен фуллерен C₆₀. С помощью шприца наносили каплю раствора объемом ~ 30 мм³, капля испарялась с подложки за время порядка 1 мин, после этого наносили следующую каплю, так наносили 7–8 капель, в результате

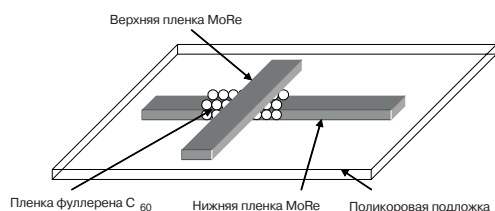


Рис. 1. Схематическое изображение созданной структуры сверхпроводник-фуллерен-сверхпроводник.

образовывалась достаточно однородная очень тонкая пленка фуллерена. После этого подложку помещали на некоторое время в вакуумную камеру, затем через металлическую маску на переход осаждалась верхняя пленка сверхпроводника MoRe при тех же условиях осаждения.

При температуре кипения жидкого гелия измеряли квазичастичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) созданных переходов вида сверхпроводник-фуллерен-сверхпроводник (MoRe-фуллерен-MoRe), площадь перехода $0,2 \times 0,2$ мм. Типичная ВАХ и ее первая производная приведены на рис. 4. Вид ВАХ не изменялся при приложении слабого магнитного поля (~ 300 Э), параллельного плоскости подложки. Вольт-амперная характеристика, измеренная при температуре выше T_c , становится линейной, что свидетельствует о том, что наблюдаемые нелинейности обусловлены сверхпроводимостью пленок MoRe.

Массу нанесенной таким способом пленки фуллерена, приходящуюся на единицу площади перехода, оценивали по массе осажденного фуллерена, а также по изменению частоты кристалла кварца, на который таким же образом наносили пленку фуллерена и пересчитывали в толщину пленки. На рис. 4 видно, что при относительно небольшом изменении массы осажденного фуллерена (соответственно толщины d нанесенного слоя фуллерена, нормирован-

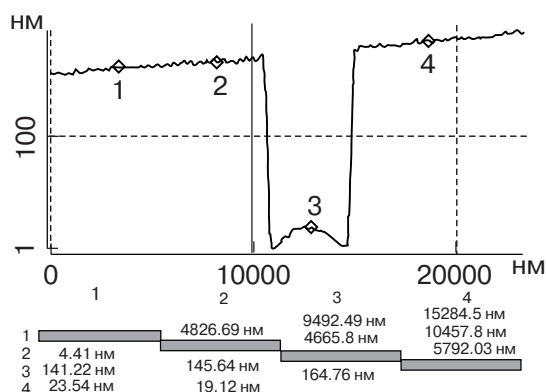


Рис. 2. Вид сбоку (в сечении) используемых тонких пленок MoRe, полученный с помощью сканирующего атомно-силового микроскопа.

ной на толщину монослоя $d_0 = 0,8$ нм, равную диаметру сферы фуллерена, экспериментально определенном в работе [3]) наблюдается резкое изменение характера протекания тока через структуру. На рис. 4 показана ВАХ перехода при наличии в структуре монослоя фуллерена $d/d_0 \approx 1$, на вставке рис. 4 показаны ВАХ при различных d/d_0 : при $d/d_0 \approx 0,7$ наблюдаются сверхпроводящие закоротки, а при $d/d_0 \approx 1,5-2,0$ наблюдается ВАХ, характерная для барьеров малой прозрачности (туннельная плотность состояний, характерная для $S-I-S$ перехода, уже не наблюдается). Проводимость барьера уменьшается практически экспоненциально с ростом толщины d/d_0 . Аналогичная ВАХ перехода с туннельным барьером, имеющим диэлектрическую щель $\Delta_b \sim 0,5$ эВ и толщину ~ 1 нм, показана пунктиром на рис. 4. Экспериментально установлено [3], что для того чтобы электрон проник внутрь сферы C_{60} , необходимо пороговое напряжение смещения $\sim 0,5$ В, это коррелирует с тем, что слой фуллерена ведет себя как неоднородный по прозрачности слой диэлектрика (полупроводника) с щелью $\Delta_b \sim 0,5$ эВ.

Для определения сопротивления структуры R_N в нормальном состоянии проводили измерения ее ВАХ при температуре выше критической температуры обкладок T_c . При этом учитывали влияние сопротивления обкладок (в несверхпроводящем состоянии) на измеряемую ВАХ переходов, как это сделано нами в работе [4], пересчитанное с учетом этого R_N переходов составляет порядка $0,01$ Ом, что коррелирует с оценкой, сделанной по ВАХ перехода, приведенной на рис. 4. К сожалению, записать ее не удастся до больших напряжений из-за того, что большой протекающий ток переводит обкладки перехода в нормальное состояние. Переход является широким (его размеры превышают джозефсоновскую глубину проникновения λ_J слабого магнитного поля в контакт),

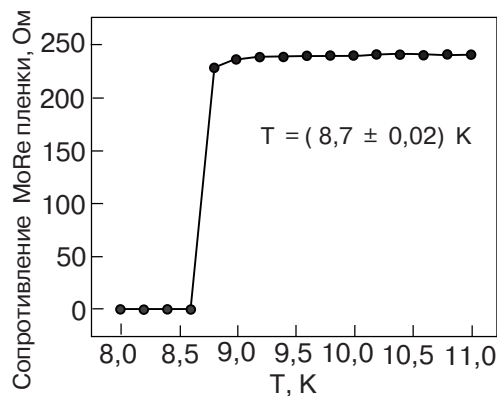


Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления пленок MoRe от температуры, $R_{300K}/R_{8,8K} = 1,1$; $\rho_{300K} = 1,79 \cdot 10^{-4}$ Ом·см.

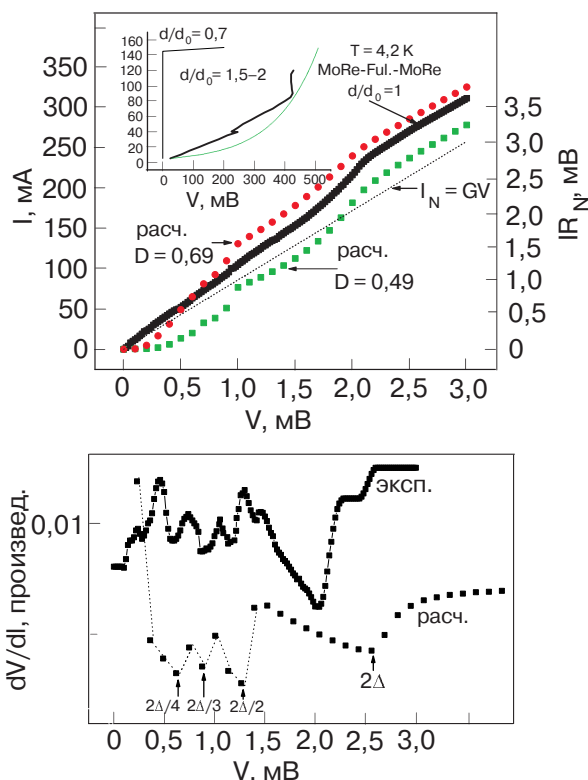


Рис. 4. Квазичастичная вольт-амперная характеристика и ее производная одного из переходов MoRe-фуллерен-MoRe.

характеристическое напряжение переходов составляет порядка $V_c \approx 0,2-0,4$ мВ, квазичастичные ВАХ измеряли обычно в слабом магнитном поле порядка 200–300 Э, чтобы подавить сверхпроводящий ток Джозефсона. Осаждение пленок обкладок контактов проводили методом магнетронного распыления мишеней, при этом осаждались кластеры распыляемого материала, размеры кластеров составляли $\sim 0,5-1$ нм и больше. Это позволяет считать, что длина свободного пробега квазичастиц в обкладках контактов задавалась размерами кластеров, т.е. составляла порядка $\sim 0,5-1$ нм и превышала либо была сравнима с толщиной барьера d из фуллерена. При этом, как показано в статье [5], длина когерентности ξ в пленках MoRe составляет порядка 20 нм.

Таким образом, в исследуемых переходах наблюдается промежуточный случай между когерентным (толщина барьера d сравнима или меньше длины когерентности ξ) [6–8] и некогерентным ($d \gg \xi$) [9] режимами переноса заряда через переход посредством многократных андреевских отражений (МАО) [10]. Поэтому сравним экспериментальные и теоретические кривые, полученные для двух этих крайних случаев.

В работе [11] экспериментально показано, что в переходах Джозефсона с большой удельной прозрачностью ультратонких туннельных барьеров наб-

людаются и играют определяющую роль предсказанные теоретически универсальные функции распределения прозрачности для разупорядоченных интерфейсов [12]:

$$\rho(D) = \frac{G}{\pi G_0} \frac{1}{D^{3/2} \sqrt{1-D}}, \quad (1)$$

здесь G – усредненная проводимость, $G_0 = 2e^2/h$ и для диффузных проводников [13]

$$\rho(D) = \frac{G}{2G_0} \frac{1}{D\sqrt{1-D}}. \quad (2)$$

Вследствие наличия расходимости в БКШ плотности состояний вблизи края сверхпроводниковой щели ток куперовских пар и ток квазичастиц через переходы Джозефсона являются сильно нелинейными. Это способствует экспериментальному наблюдению распределения прозрачностей. В частности, протекание квазичастиц резко возрастает при «щелевых напряжениях» $V_g = 2\Delta(T)/e$, тогда как ниже этого порога перенос заряда осуществляется в основном путем многократных андреевских отражений [7,8,14]. В результате на ВАХ возникают отчетливо наблюдаемые субгармонические щелевые структуры при $V_n = V_g/n$. При этом то обстоятельство, что различные особенности МАО транспорта (скачок тока при $V = V_g$, избыточный ток при $V > V_g$ и субгармоническая структура при $V < V_g$) чувствительны к различным областям распределения прозрачностей, дает возможность исследовать упомянутые распределения в переходах как малой (точечные контакты), так и большой площади (планарные контакты) [11].

На рис. 4 приведена измеренная на постоянном токе ВАХ перехода при температуре ванны 4,2 К, критический ток Джозефсона подавлен магнитным полем, параллельным плоскости пленок перехода, на рис. 4 также приведено измеренное дифференциальное сопротивление $dV/dI(V)$ того же перехода. Кривые демонстрируют субщелевые структуры, наличие которых свидетельствует о доминировании МАО транспорта при напряжениях смещения $V < V_g$. Однако положения минимумов дифференциального сопротивления V_n при более высоких напряжениях смещения существенно отклоняются от ожидаемой зависимости $1/n$, что свидетельствует о саморазогреве образца в процессе измерения. Наблюдаемый горизонтальный участок на зависимости дифференциального сопротивления появляется вследствие перехода обкладок перехода в несверхпроводящее состояние. Используя для оценки значения щели Δ минимум на экспериментальной зависимости $dV/dI(V)$ при напряжении смещения $2\Delta/4$, получаем $\Delta = 1,3$ мэВ, соответственно $2\Delta/kT_k = 3,48$, что близко к значению,

полученному в теории БКШ. Ясно видно, что при использовании для оценки значения щели Δ и отношения $2\Delta/kT_c$ других субщелевых особенностей и щелевой особенности получаем заниженные значения, что связано с саморазогревом структуры в процессе измерения.

В статье [11] на рис. 1 пунктиром нанесена теоретическая ВАХ, рассчитанная в рамках теории многократных андреевских отражений [8,14] для токов $I(D)$, протекающих через участки барьера разной прозрачности D , при этом использовано универсальное распределение прозрачностей в разупорядоченном интерфейсе $\rho(D)$ (1), аналогично сделано в уравнении (2) [15] и проведено усреднение по

прозрачности $I_{\text{mid}} = \int_0^1 dD \rho(D) I(D)$. При теоретических

расчетах вносились поправки с учетом двух обстоятельств: использованное значение сопротивления в нормальном состоянии R_N на несколько процентов отличалось от полученного экспериментально значения R_N^{exp} ; введено гауссово распределение значений щели $\Delta(D)$, вследствие чего разброс значений щели составляет порядка 2%. Такой разброс типичен для переходов из сверхпроводников и может быть следствием анизотропии сверхпроводящей щели в поликристаллических пленках обкладок перехода. В работе [11] демонстрируется прекрасное совпадение полученных экспериментально и теоретически кривых для случая усредненной удельной проводимости барьера $G \approx 10^8 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$. Для того чтобы сравнить приведенную в работе [11] теоретическую зависимость с полученной нами экспериментальной кривой, на рис. 4 справа построена еще одна ось координат, на которой нанесены значения произведения IR_N для экспериментальной ВАХ, приведенной на этом рисунке.

Видно, что по крайней мере качественно наша экспериментальная ВАХ соответствует теоретической ВАХ из работы [11], но при этом, если оценить для нашего случая величину $G = 1/(S_p R_N^{\text{exp}})$, получаем меньшее значение: $G \sim 10^6 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$. Это может быть объяснено следующим образом, во-первых, при изменении G от $10^8 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$ до $10^6 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-2}$, по-видимому, качественно теоретическая ВАХ изменяется еще не слишком сильно, во-вторых, вероятно, в нашем переходе структура $S-F-S$ не может непосредственно рассматриваться как неупорядоченный интерфейс из-за незаполненных пустот между сферами фуллерена, поэтому величина G должна пересчитываться с учетом этого обстоятельства. В работе [9] теоретически исследован случай MAO через диффузный SNS переход и приведена качественно похожая на рассматриваемую теоретическая ВАХ для случая $r = R_{SN}/R_N = 1$, это может объясняться тем, что универсальное распределение прозрачностей в диффузном проводнике (2) также проявляется в этом случае. Для того чтобы провести сравнение с другим граничным случаем протекания тока в структурах, были сделаны расчеты в режиме баллистического транспорта заряда.

Рассматривался двумерный переход Джозефсона $SNINS$ типа, изображенный на рис. 5. Дельтаобразный потенциальный барьер, введенный внутрь бесконечно тонкой прослойки нормального металла, моделирует реальные барьеры с произвольной прозрачностью в исследуемых переходах Джозефсона.

Модифицируя подход Хурда с соавторами [16–18], для учета множественных андреевских отражений волновую функцию в сверхпроводнике 1 (соответствует квазичастице, падающей слева) записываем в виде

$$\begin{aligned} \Psi_{S_1}^{\rightarrow} = & \sum_n [\delta_{n,0} \begin{pmatrix} u_1(E_n) \\ v_1(E_n) \end{pmatrix} \exp(jq^e x) + b_{1,n} \begin{pmatrix} v_1(E_n) \\ u_1(E_n) \end{pmatrix} \exp(jq^h x) + \\ & + d_{1,n} \begin{pmatrix} \bar{u}_1(E_n) \\ \bar{v}_1(E_n) \end{pmatrix} \exp(j\bar{q}^e x)] \exp[-j(E_n t/\hbar + n\phi_0/2)], \end{aligned} \quad (3)$$

$q^{e/h}$ соответствует волновому вектору электрон/дырочноподобной квазичастицы. Аппроксимируем каждый волновой вектор волновым вектором Ферми $q \approx k_F$. Из-за многократных андреевских отражений волновая функция содержит компоненты при энергиях $E_n = E + neV$, здесь n — четное.

В области нормального металла слева и справа от барьера имеем волновые функции

$$\Psi_L = \sum_n \begin{pmatrix} a_{L,n} e^{ik^e x} + d_{L,n} e^{i\bar{k}^e x} \\ b_{L,n} e^{ik^h x} + c_{L,n} e^{i\bar{k}^h x} \end{pmatrix} \exp[-j(E_n t/\hbar + n\phi_0/2)] \quad (4)$$

$$\Psi_R = \sum_n \begin{pmatrix} a_{R,n} e^{ik^e x} + d_{R,n} e^{i\bar{k}^e x} \\ b_{R,n} e^{ik^h x} + c_{R,n} e^{i\bar{k}^h x} \end{pmatrix} \exp[-j(E_n t / \hbar + n\phi_0 / 2)] \quad (5)$$

соответственно, ϕ_0 — скачок фазы в переходе в начальный момент времени.

Волновая функция в правом сверхпроводнике выглядит так

$$\Psi_{S_2} = \sum_n \left[a_{2,n} \begin{pmatrix} u_2(E_n) e^{i(\phi_0/2)} e^{i(eVt/\hbar)} \\ v_2(E_n) e^{-i(\phi_0/2)} e^{-i(eVt/\hbar)} \end{pmatrix} e^{ip^e x} + c_{2,n} \begin{pmatrix} \bar{v}_2(E_n) e^{i(\phi_0/2)} e^{i(eVt/\hbar)} \\ \bar{u}_2(E_n) e^{-i(\phi_0/2)} e^{-i(eVt/\hbar)} \end{pmatrix} e^{i\bar{p}^h x} \right] \exp[-i(E_n t / \hbar + n\phi_0 / 2)]. \quad (6)$$

Мы имеем три интерфейса, на которых волновые функции (3), (4), (5), (6) и их производные «сшиваются».

Поскольку мы рассматриваем измеряемый квази-частичный ток как компоненту переменного тока Джозефсона с нулевой частотой (следуя подходу

Хурда с соавторами [16–18] и других), то этот ток не зависит от разницы фаз ϕ_0 параметров порядка сверхпроводников 1 и 2 в начальный момент времени. Таким образом, используем следующее выражение для тока измеряемой ВАХ:

$$\frac{I_x}{\sigma_0} = \frac{eV}{\Delta_0} + \frac{1}{4D} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos \theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{\Delta_0} [2f(E) - 1] \sum_{\tau} \tau N_{\tau}(E, \theta) T^{\tau}(E, \theta); \quad (7)$$

$$\sigma_0 = L_y \frac{2^{5/2} e m^{1/2} E_F^{1/2} \Delta_0 D}{\hbar^2},$$

L_y — геометрический размер перехода; D — усредненная по углу падения θ прозрачность перехода; $D = \int d\theta |t(\theta)|^2 (\cos \theta) / 2$, а E_F — энергия Ферми. Здесь $\tau = +(-)$ указывает, откуда падает квазичастица (слева/справа):

$$\frac{I_x}{\sigma_0} = \frac{eV}{\Delta_0} + \frac{1}{4D} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \cos \theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE}{\Delta_0} \tanh\left(\frac{-E}{2k_B T}\right) \sum_{\tau} \tau N_{\tau}(E) \operatorname{Re}\{T_x^{\tau}(E, \theta, m)\}; \quad (8)$$

$$T_x^{\tau}(E, \theta, m) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [(a_{2n+2m}^{\tau})^* a_{2n}^{\tau} - (d_{2n+2m}^{\tau})^* d_{2n}^{\tau} + (b_{2n+2m}^{\tau})^* b_{2n}^{\tau} - (c_{2n+2m}^{\tau})^* c_{2n}^{\tau}]; \quad (9)$$

$N_x(E)$ — БКШ плотность состояний сверхпроводника; соотношение $2f(E) - 1 = \tanh(-E/2k_B T)$.

На рис. 6 приведены рассчитанные в рамках рассмотренной модели ВАХ для некоторых значений коэффициента прозрачности барьера D . Вольт-амперные характеристики, рассчитанные для $D = 0,49$

и $D = 0,69$, нанесены совместно с экспериментальной ВАХ на рис. 4 (верхний), а рассчитанная на



Рис. 5. Схематическое изображение рассматриваемого двумерного перехода Джозефсона.

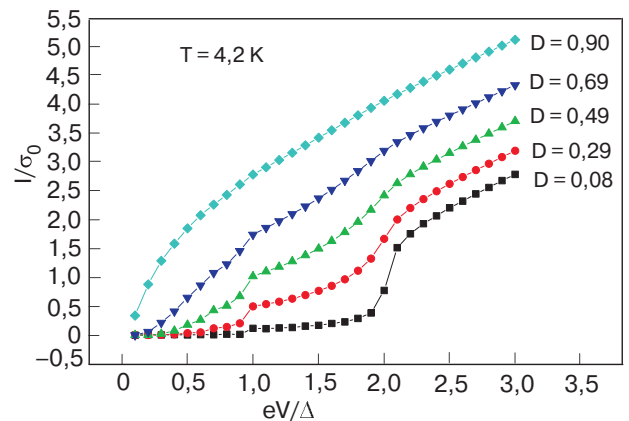


Рис. 6. Рассчитанные в рамках рассматриваемой модели квазичастичные ВАХ.

базе ВАХ для $D = 0,49$ зависимость $dV/dI(V)$ — на рис. 4 (нижний).

Видно, что экспериментальная ВАХ качественно близка к рассчитанной для барьера с прозрачностью $\sim 0,5-0,6$. Это, по-видимому, может подчеркнуть тот факт, что ток в переходе в основном проходит через «слабые» места фуллереновой пленки и определяется ими. Поведение ВАХ при малых напряжениях на рис. 4, где экспериментальная кривая проходит заметно выше расчетных, по-видимому, может свидетельствовать о существенном вкладе проводящих каналов с высокой прозрачностью (см. рис. 6, на котором ВАХ для больших прозрачностей обнаруживают существенный подъем при малых напряжениях), т.е. о наличии большого разброса прозрачностей по площади контакта.

В работе созданы и экспериментально исследованы переходы вида сверхпроводник-фуллерен-сверхпроводник. Измеренные ВАХ сравниваются с теоретическими, рассчитанными в рамках моделей множественных андреевских отражений квази-частиц. Вопрос об однородности протекания тока через пленки фуллерена представляется интересным, в первую очередь, с точки зрения возможной инжекции носителей заряда в пленку фуллерена [19], поэтому требует дальнейшего тщательного исследования.

Видно, что используя пленку фуллерена C_{60} , возможно создать переходы с удельной проводимостью до $10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, по-видимому, размер сфер C_{60} не позволяет получать в качестве барьера переходы с удельной прозрачностью до $10^8 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$. Однако при этом открывается другая возможность — использовать в качестве барьера пленки допированного фуллерена C_{60} , что позволит создавать барьеры с заданной удельной прозрачностью.

1. K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, *SCIENCE* **306**, 666 (2004).
2. K. Khazeni, J. Hone, Nasreen G. Chopra, A. Zettl, J. Nguyen, and R. Jeanloz, *Appl. Phys.* **A64**, 263 (1997).
3. D. Porath, Y. Levi, M. Tarabiah, and O. Millo, *Phys. Rev.* **B56**, 9829 (1997-I).
4. A. Plečeničnik, Š. Gaži, M. Zuzčak, Š. Benačka, V. Shaternik, and E. Rudenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **25**, 810 (1999).

5. J. Talvacchio, M.A. Janocko, and J. Gregg, *J. Low Temp. Phys.* **64**, 395 (1986).
6. U. Günsenheimer and A.D. Zaikin, *Phys. Rev.* **B50**, 6317 (1994).
7. E.N. Bratus', V.S. Shumeiko, and G. Wendin, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2110 (1995).
8. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1831 (1995).
9. E.V. Bezuglyi, E.N. Bratus', V.S. Shumeiko, G. Wendin, and H. Takayanagi, *Phys. Rev.* **B62**, 14439 (2000).
10. M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B27**, 6739 (1983).
11. Y. Naveh, V. Patel, D.V. Averin, K.K. Likharev, and J.E. Lukens, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5404 (2000).
12. K.M. Schep and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev.* **B56**, 15860 (1997).
13. O.N. Dorokhov, *JETP Lett.* **36**, 318 (1982).
14. A. Bardas and D.V. Averin, *Phys. Rev.* **B56**, R8518 (1997).
15. A. Brinkman and A.A. Golubov, *Phys. Rev.* **B61**, 11297 (2000).
16. M. Hurd, S. Datta, and P. Bagwell, *Phys. Rev.* **B56**, 11232 (1997).
17. M. Hurd, S. Datta, and P. Bagwell, *Phys. Rev.* **B54**, 6557 (1996).
18. M. Hurd, T. Lofwander, G. Johansson, and G. Wendin, *Phys. Rev.* **B59**, 4412 (1999).
19. A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky, and R. Stanley Williams, *Phys. Rev.* **B67**, 075301-1 (2003).

Nonuniform current flow in
superconductor–fullerene–superconductor
structures

V.E. Shaternik, A.N. Ivanjuta, and A.V. Shaternik

Superconductor–fullerene–superconductor structures based on molybdenum-rhenium thin films are realized. The measured I - V characteristics are compared with the theoretical ones calculated in terms of the multiple Andreev reflection models with the universal distribution function for transparency of disordered interfaces which are used as a barrier. The Nonuniform electrical current flow through the fullerene thin film is discussed.

Keywords: multiple Andreev reflection, superconductor, nonuniform current molybdenum-rhenium films, fullerene.