

PACS numbers: 73.40.Gk, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.70.Ad, 74.78.Fk, 74.78.Na

## **Зарядовый транспорт в гетероструктурах на основе двухщелевых сверхпроводников**

Е. С. Житлухина<sup>\*,\*\*</sup>, В. В. Шамаев<sup>\*\*\*</sup>, В. П. Блощицкий<sup>\*\*\*</sup>

*\*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
просп. Науки, 46,*

*03028 Киев, Украина*

*\*\*Донецкий национальный университет имени Василя Стуса,  
ул. 600-летия, 21,*

*21021 Винница, Украина*

*\*\*\*Донецкий национальный технический университет,  
пл. Шибанкова, 2,*

*85300 Покровск, Украина*

Обсуждается теоретически зарядовый транспорт в слоистых структурах, образованных металлическим инжектором, наноразмерным изолятором, нормальной металлической прослойкой и исследуемым сверхпроводником. Показано, что измерения дифференциальной проводимости таких структур могут служить однозначным доказательством наличия в сверхпроводнике двух энергетических щелей.

**Ключевые слова:** многослойные гетероструктуры, сверхпроводящий электрод, двухщелевая модель, дифференциальная проводимость.

Обговорюється теоретично зарядовий транспорт в шаруватих структурах, що утворені металевим інжектором, нанорозмірним ізолятором, норма-

---

Corresponding author: Elena Sergeevna Zhitlukhina

E-mail: [elena\\_zhitlukhina@ukr.net](mailto:elena_zhitlukhina@ukr.net)

*\*Donetsk Institute for Physics and Engineering Named after O. O. Galkin,  
46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine*

*\*\*Vasyl' Stus Donetsk National University,  
21 600-richchya Str., UA-21021 Vinnytsia, Ukraine*

*\*\*\*Donetsk National Technical University,  
2 Shybankov Sqr., UA-85300 Pokrovs'k, Ukraine*

Citation: E. S. Zhitlukhina, V. V. Shamaev, and V. P. Bloschchytskyi, Charge Transport in Heterostructures Based on Two-Gap Superconductors, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 41, No. 9: 1143–1151 (2019) (in Russian), DOI: [10.15407/mfint.41.09.1143](https://doi.org/10.15407/mfint.41.09.1143).

льным металлическим про шарком і досліджуваним надпровідником. Показано, що вимірювання диференціальної провідності таких структур можуть слугувати однозначним доказом наявності в надпровіднику двох енергетичних щілин.

**Ключові слова:** багат шарові гетероструктури, надпровідний електрод, дво щілинна модель, диференціальна провідність.

Charge transport in layered structures formed by a metal injector, a nanoscale insulator, a normal-metal interlayer, and an investigated superconductor is discussed theoretically. As shown, the measurements of the differential conductance of such structures could provide unambiguous evidence for the presence of two energy gaps in the superconductor.

**Key words:** multilayered heterostructures, superconducting electrode, two-gap model, differential conductance.

*(Получено 2 июля 2019 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Общепринятая теория сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) основана на однозонном приближении и наличии в спектре квазичастичных возбуждений сверхпроводника одной щели  $\Delta$ , присутствие которой и является причиной нулевого сопротивления данных материалов [1]. В 1959 году было высказано предположение о возможном существовании двухзонных сверхпроводников, в которых при наличии достаточно слабого межзонного спаривания могут наблюдаться две отчетливо различимые щели  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  [2]. Экспериментально первый двухзонный сверхпроводник — довольно простой по химическому составу диборид магния — был обнаружен только в начале этого века [1]. Впоследствии оказалось, что  $\text{MgB}_2$  — не единственный сверхпроводник с двумя зонами и соответственно с двумя щелевыми особенностями. Свидетельства двухщелевой сверхпроводимости были обнаружены даже в таком достаточно тривиальном сверхпроводнике как свинец [3], а кроме того, в сплавах молибдена с рением [4], сложных соединениях  $\text{Mo}_5\text{ReB}_2$  [5],  $\text{Mo}_8\text{Ga}_{41}$  [6] и  $\text{RuB}_2$  [7]. Основным доказательством наличия двух энергетических щелей являются эксперименты по измерению дифференциальной проводимости  $G(V) = dI(V)/dV$  гетероструктуры, образованной металлическим инжектором и сверхпроводником (S), которые образуют либо непосредственный контакт (контактная спектроскопия), либо разделены наноразмерной пленкой изолятора (I), сквозь которую электроны туннелируют согласно законам квантовой механики. Согласно стандартной теории БКШ в первом случае зависимость проводимости от приложенного напряжения  $V$  при температурах намного ниже критической  $T_c$  представ-

ляет собой ступеньку вблизи  $V_{\Delta} = \pm\Delta/e$ , где  $e$  — элементарный заряд,  $G(0) = 2G_N$ ,  $G(|V| \rightarrow \infty) = G_N$ ,  $G_N$  — это проводимость контакта в нормальном (N) состоянии [1]. В туннельном пределе и при достаточно низких температурах кривая  $G(V)$  демонстрирует два пика при  $V = \pm V_{\Delta}$  и стремится к единице при  $|V| \rightarrow \infty$  [1]. Соответственно, в дифференциальной проводимости двухзонного сверхпроводника при определенной полярности напряжения  $V$  можно ожидать двух ступенек в первом и двух пиков во втором случае, положения которых определяют значения щелей  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ .

Однако на практике эта задача оказывается не такой уж простой. Указанные две особенности могут возникать и в том случае, когда мы имеем дело с двухфазным сверхпроводником, в котором имеются несколько пространственно-разделенных областей с двумя разными значениями сверхпроводящих параметров. Отделить эту ситуацию от менее тривиального случая двухзонного сверхпроводника является крайне сложной проблемой. По этой причине, кроме дигорида магния, двухзонность других материалов, указанных выше, продолжает вызывать сомнения. В данной работе мы предлагаем новый метод проверки предположения о двухзонном характере сверхпроводника, основанный на измерении дифференциальной проводимости N-I-N'/S четырехслойных структур, где N' — это нормальная прослойка наноразмерной толщины. В следующем подразделе мы приводим основные положения теории транспортных характеристик N-I-N'/S гетероструктур в баллистическом пределе [8] и их обобщение на случай двухзонного сверхпроводника. Результаты численных расчетов дифференциальной проводимости четырехслойных образцов для различных толщин N' прослойки обсуждаются в третьем подразделе статьи. В разделе «Выводы» описана предлагаемая нами методика доказательства присутствия двух энергетических щелей в S материале.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Как известно [1], транспортные свойства квантово-когерентной мезоскопической проводящей системы полностью определяются набором собственных значений матрицы рассеяния  $s_{i,k}$ , где индекс  $i$  отвечает разным каналам проводимости (в трехмерной планарной структуре это углы  $\theta$ , которые импульсы падающих электронов образуют с нормалью к границам раздела слоев), а  $k = 1, 2$  соответствует двум электронным зонам, которые участвуют в переносе заряда. Плотность квазичастичного тока  $I$ , соответственно, представляет собой разность двух потоков, движущихся слева направо и справа налево

$$I(V) = (2e/h) \sum_{i,k} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_{i,k}(\varepsilon, V) [f_L(\varepsilon) - f_R(\varepsilon)],$$

где  $\varepsilon$  — энергия квазичастицы, отсчитываемая от уровня Ферми,  $V = (\mu_L - \mu_R)/e$  — разность электрических потенциалов, приложенных к двум резервуарам,  $D_{i,k}(E, V)$  — вероятности электронного транспорта через гетероструктуру из левого L в правый R электрода, которые определяются собственными значениями матрицы рассеяния  $s_{i,k}$ ,  $f(E)$  — фермиевская функция распределения, зависящая, в частности, от величины соответствующего химического потенциала  $\mu$ . Если один из слоев, формирующих гетероструктуру, находится в сверхпроводящем состоянии, тогда на N'/S границе возникают так называемые андреевские отражения, дополнительные процессы рассеяния квазиэлектронных состояний в квазидырочные и обратно [1]. Эти дополнительные каналы проводимости надо суммировать с учетом знака зарядов, участвующих в токопереносе.

Последующие расчеты аналогичны тем, которые были выполнены в нашей работе [8] для однозонного сверхпроводника. Амплитуда вероятности прохождения электрона (дырки) через слой изолятора I задается параметром  $Z$ , пропорциональным произведению высоты и толщины изолирующего слоя [8]. В том случае, когда оба электрода переведены в нормальное состояние, вероятность прохождения электрона через барьер равна  $D = 1/(1 + Z^2)$ . Волновые функции квазичастичных состояний внутри N' прослойки толщиной  $d$  описываются плоскими волнами с волновыми векторами, которые имеют две компоненты: параллельную поверхностям раздела ( $k_{||}$ ) и перпендикулярную им ( $k_{\perp}$ ). Предполагается, что отражение от границ раздела является зеркальным и первая компонента сохраняется при движении электронной волны через гетероструктуру. Изменение второй компоненты носит принципиальный характер, в частности, набег фазы волновой функции электрона (e) и дырки (h) при движении от одной границы N' прослойки к другой ( $\varphi^e = k_{\perp}^e d$  и  $\varphi^h = -k_{\perp}^h d$ ) контролирует форму дифференциальной проводимости N-I-N'/S гетероструктуры. При андреевском отражении электрона в дырку и наоборот амплитуда вероятности такого процесса описывается формулой [8]

$$r^{\text{eh(he)}} = (\varepsilon - h(\varepsilon)) / \Delta,$$

где  $h(\varepsilon) = \text{sign}(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$  для  $|\varepsilon| > \Delta$  и  $h(\varepsilon) = i\sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}$  для  $|\varepsilon| < \Delta$ .

Ограничимся случаем малых температур  $T \rightarrow 0$  и для удобства будем рассчитывать не вероятность прохождения электрона через рассматриваемую систему  $D_{i,k}(\varepsilon, V)$ , а вероятность его возврата в исходную точку N инжектора в виде электронного  $R_{i,k}^{\text{ee}}(\varepsilon, V)$  и дырочного состояний  $R_{i,k}^{\text{eh}}(\varepsilon, V)$ . Из условия сохранения заряда  $D_{i,k}(\varepsilon, V) + R_{i,k}^{\text{ee}}(\varepsilon, V) + R_{i,k}^{\text{eh}}(\varepsilon, V) = 1$  находим искомую формулу для дифференциальной проводимости N-I-N'/S гетероструктуры при

$T \rightarrow 0$  [9]

$$G(V) = \frac{2e^2}{h} \sum_{i,k} [1 - R_{i,k}^{ee}(\varepsilon = eV) + R_{i,k}^{eh}(\varepsilon = eV)].$$

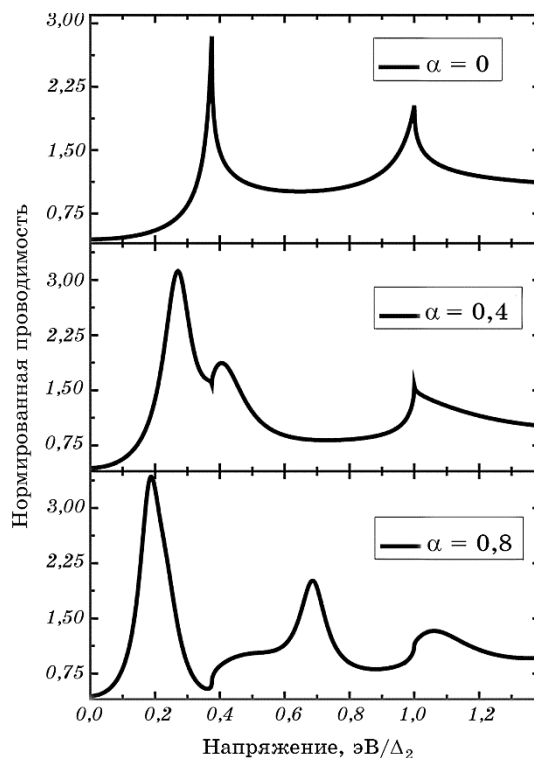
### 3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Основными характеристиками, которые определяют форму кривой  $G(V)$  являются безразмерная величина  $Z$ , характеризующая затухание волновой функции электрона в наноразмерном слое изолятора, и параметр  $\alpha = 2d\Delta/(\hbar v_F)$  [8]. Здесь  $v_F$  — фермиевская скорость квазичастичных возбуждений в  $N'$ -прослойке. В общем случае параметр  $\alpha$  является разным для двух обсуждаемых зон, однако далее будем предполагать их одинаковыми, т.е. будем считать, что основные отличия двухзонной модели от однозонного приближения связаны с наличием двух щелей, существенно отличающихся по величине. Для определенности выберем отношение двух щелей таким же, как в дибориде магния, а именно полагаем  $\Delta_2/\Delta_1 = 2,7$ .

Вначале рассмотрим  $N-I-N'/S$  гетероструктуру с барьером сравнительно малой высоты и толщины, что соответствует параметру  $Z \leq 1$ , и выясним, каким образом увеличение толщины  $N'$  прослойки влияет на форму кривой  $G(V)$  для двухщелевого сверхпроводника (см. рис. 1).

Далее зафиксируем параметр  $\alpha$  и выясним, как будет меняться дифференциальная проводимость  $N-I-N'/S$  системы при изменении эффективности потенциального барьера  $I$ . Эти результаты представлены на рис. 2.

Анализ упомянутых выше рисунков показывает, что при введении дополнительной нормальной  $N'$  прослойки форма кривой  $G(V)$  меняется нетривиальным образом для двухщелевого сверхпроводника по сравнению со стандартным поведением в теории БКШ. Это обстоятельство позволяет предложить методику доказательства существования двух щелей в исследуемом материале. На одном и том же образце создается  $I-N'$  переходной слой между ним и инжектором. При этом изолятор представляет собой полупроводниковую пленку толщиной несколько десятков нанометров с массивом квантовых точек, образованных мельчайшими гранулами переходных металлов [10], вероятность туннелирования сквозь которую меняется локально от единицы (квантово-перколяционный путь) до ничтожно малых величин (квантовое туннелирование). Измерения с помощью сканирующего туннельного микроскопа позволят определить спектр проводимости  $G(V)$  в разных точках и сравнить его с расчетными. Если полученные результаты описываются одним и

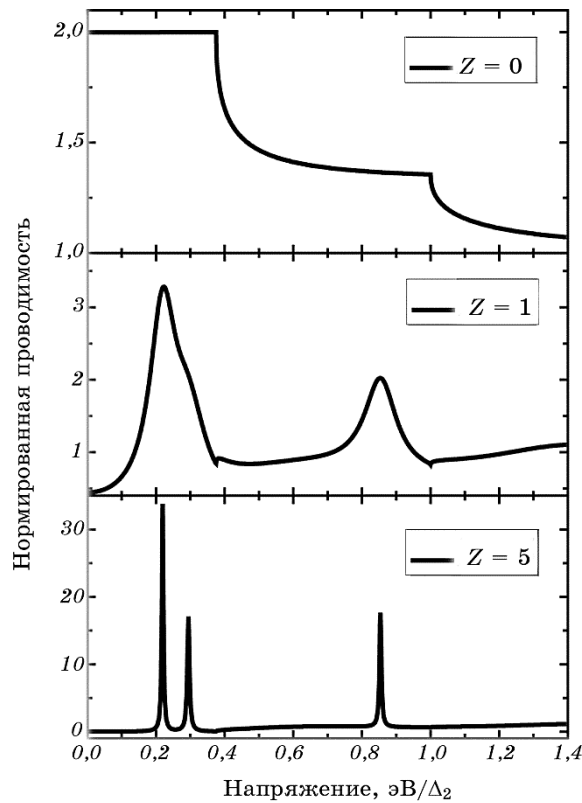


**Рис. 1.** Зависимость нормированной дифференциальной проводимости N–I–N'/S структуры  $G(V)/G_N$  от приложенного напряжения  $V$  для различных толщин N' прослойки; параметр  $Z = 1$ ,  $G_N$  — проводимость этого же контакта в нормальном состоянии.

**Fig. 1.** Dependence of the normalized differential conductance of the N–I–N'/S structure  $G(V)/G_N$  on the applied voltage  $V$  for various thicknesses of the N' interlayer; parameter  $Z = 1$ ,  $G_N$  is the conductance of the same contact in the normal state.

тем же параметром  $\alpha$ , но разными барьерными характеристиками  $Z$ , следовательно, речь идет об одном и том же двухщелевом сверхпроводнике. В том случае, когда изучаемый объект представляет собой конгломерат из двух однощелевых сверхпроводящих фаз, никакой корреляции между результатами измерений дифференциальной проводимости в разных точках не будет.

Менять контролируемым образом прозрачность барьера I в одной и той же точке I–N'/S гетероструктуры можно, используя предложенную в работе [11] оригинальную методику, основанную на эффекте резистивных переключений в тончайшем слое оксида переходного металла. Этот метод основан на обратимом изменении электрического сопротивления I пленки за счёт происходящих в



**Рис. 2.** Влияние эффективности потенциального барьера на зависимость нормированной дифференциальной проводимости N–I–N'/S гетероструктуры  $G(V)/G_N$  от приложенного напряжения  $V$ ; параметр  $\alpha = 0,6$ ,  $G_N$  — проводимость этого же контакта в нормальном состоянии.

**Fig. 2.** The effect of the potential barrier efficiency on the dependence of the normalized differential conductance of the N–I–N'/S structure  $G(V)/G_N$  from the applied voltage  $V$  for various thicknesses of the N' interlayer; parameter  $\alpha = 0.6$ ,  $G_N$  is the conductance of the same contact in the normal state.

ней процессов электрохимического окисления и восстановления [12, 13].

### 3. ВЫВОДЫ

Предложена теоретическая модель зарядового транспорта в гетероструктуре, образованной двухщелевым сверхпроводником, покрытым наноразмерной пленкой нормального металла. Данный подход к анализу дифференциальной проводимости такого многослойного образца представляет собой обобщение прежней работы одного из

авторов [8], которая ограничивалась анализом однозонных материалов, рассматривался однозонный сверхпроводник. Численные расчеты показывают принципиальные отличия результатов работы [8] от кривых  $G(V)$ , которые ожидаются для двухзонных сверхпроводящих металлов.

При этом основная экспериментальная задача будет заключаться в доказательстве того, что исследуемый образец не является тривиальным объектом с двумя пространственно-разделенными областями разного состава, каждая из которых имеет свою энергетическую щель. Для этого предложены эксперименты с использованием сканирующего туннельного микроскопа, отличающиеся от тех, которые проводились неоднократно на разных сверхпроводящих материалах, наличием дополнительной нормальной прослойки между изолятором и сверхпроводником. Для контролируемого изменения вероятности электронного прохождения сквозь потенциальный барьер предлагается использовать эффект биполярных резистивных переключений в тонкопленочных слоях переходного металла [11–13].

Данная работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины (проект № 0117U002360).

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford University Press: New York, USA: 2012).
2. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.*, **3**, No. 12: 552 (1959).
3. M. Ruby, B. W. Heinrich, J. I. Pascual, and K. J. Franke, *Phys. Rev. Lett.*, **114**, No. 15: 157001 (2015).
4. S. Sundar, L. S. S. Chandra, M. K. Chattopadhyay, and S. B. Roy, *J. Phys.: Condens. Matter*, **27**, No. 4: 045701 (2015).
5. M. A. McGuire and D. S. Parker, *Phys. Rev. B*, **93**, No. 6: 064507 (2016).
6. V. Yu. Verchenko, R. Khasanov, Z. Guguchia, A. A. Tsirlin, and A. V. Shevelkov, *Phys. Rev. B*, **96**, No. 13: 134504 (2017).
7. S. Datta, A. Vasdev, S. Halder, J. Singh, Y. Singh, and G. Sheet, Preprint (2019). <https://arxiv.org/pdf/1907.08807.pdf>
8. E. Zhitlukhina, I. Devyatov, O. Egorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *Nanoscale Res. Lett.*, **11**, No. 1: 58 (2016).
9. V. M. Svistunov, A. I. Dyachenko, and M. A. Belogolovskii, *J. Low Temp. Phys.*, **31**, Nos. 3–4: 339 (1978).
10. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Döring, S. Schmidt, and P. Seidel, *Mater. Res. Exp.*, **1**, No. 2: 026001 (2014).
11. E. Zhitlukhina, M. Dvoranová, T. Plecenik, M. Gregor, M. Belogolovskii, and A. Plecenik, *Appl. Nanosci.* (2019).
12. T. Plecenik, M. Tomášek, M. Belogolovskii, M. Truchly, M. Gregor,



- J. Noskovič, M. Zahoran, T. Roch, I. Boylo, M. Špankova, Š. Chromik, P. Kúš, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **111**, No. 5: 056106 (2012).
13. M. Truchly, T. Plecenik, E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, M. Dvoranova, P. Kus, and A. Plecenik, *J. Appl. Phys.*, **120**, No. 18: 185302 (2016).