

## Избыточный ток в контактах на основе диборида магния

© С.Л. Сидоров, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, Т.А. Хачатурова

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина  
Национальной академии наук Украины,  
83114 Донецк, Украина  
E-mail: Sid-Ser-L@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 15 мая 2006 г.)

Исследована связь избыточного тока  $I_{exc}$  в контактах In/MgB<sub>2</sub>, Pb/MgB<sub>2</sub> с величиной энергетических щелей  $\Delta_\sigma$ ,  $\Delta_\pi$  диборида магния. Показано, что даже в „грязном“ пределе электроны из  $\sigma$ - и  $\pi$ -зон MgB<sub>2</sub> не „перемешиваются“, т.е. значительное время остаются в пределах своих зон. Поэтому измерения  $I_{exc}$  для контактов, приготовленных в разных кристаллографических направлениях MgB<sub>2</sub>, позволили определить значения энергетических щелей  $\Delta_\pi \approx 3$  meV и  $\Delta_\sigma = 7.5$  meV.

Работа поддержана программой ИНТАС (проект № 2001-0617), а также российско-украинской программой „Нанофизика и нанoeлектроника“.

PACS: 74.50.+g, 74.70.Ad, 72.10.-d

Обнаружение в 2001 г. сверхпроводящего состояния в дибориде магния MgB<sub>2</sub> с неожиданно высокой критической температурой  $T_c = 39$  К не только позволило экспериментально доказать существование нового явления — двущелевой сверхпроводимости [1], но и способствовало дальнейшему развитию методов контактной спектроскопии данных материалов. В первую очередь это относится к исследованию спектра квазичастичных возбуждений при энергиях, сравнимых с величиной энергетической щели  $\Delta$ . Присутствие двух щелей (меньшая щель  $\Delta_\pi \cong 2-3$  meV образуется на трехмерной  $\pi$ -части поверхности Ферми, а большая  $\Delta_\sigma \cong 7$  meV — на  $\sigma$ -трубках, направленных вдоль оси  $c$  MgB<sub>2</sub>) представляет собой значительную трудность при интерпретации вольт-амперных характеристик  $I(V)$  и их производных по напряжению  $V$  [2]. Поэтому, несмотря на обилие контактных измерений  $\Delta$ , в настоящее время наибольшее доверие вызывают „более прямые“ исследования параметра  $\Delta$  методом ARPES [3].

В настоящей работе информация о щелевых характеристиках диборида магния получена с помощью измерения избыточного тока  $I_{exc} \sim \Delta$  в контактах, образованных MgB<sub>2</sub> с нормальным и сверхпроводящим инжекторами (см. также [4]). Полученные результаты подтверждают уникальный характер процесса переноса заряда в сверхпроводящем и нормальном состояниях MgB<sub>2</sub> [5]: рассеяние электронов между  $\sigma$ - и  $\pi$ -зонами пренебрежимо мало, поэтому андреевское отражение реализуется для  $\sigma$ - и  $\pi$ -зон независимо.

Как известно [6], избыточный ток возникает в контактах по крайней мере с одной сверхпроводящей обкладкой

$$I_{exc} = \lim_{eV \gg \Delta} [I_S(V) - I_N(V)]. \quad (1)$$

В общем случае зависимость тока от напряжения в нормальном  $I_N$  и сверхпроводящем  $I_S$  состояниях для аксиально-симметричной задачи определяется со-

отношением [6]

$$I_N(V) = \frac{1}{eR} \int d\Omega \cos \theta \times \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)] [1 - |R_N^{ee}(\varepsilon, \theta)|^2], \quad (2)$$

$$I_S(V) = \frac{1}{eR} \int d\Omega \cos \theta \times \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)] [1 - |R_S^{ee}(\varepsilon, \theta)|^2 + |R_S^{eh}(\varepsilon, \theta)|^2]. \quad (3)$$

Здесь  $f(\varepsilon)$  — распределение Ферми–Дирака,  $\theta$  — пространственный угол. Для  $N/S$ -гетероструктуры амплитуда вероятности рассеяния электрона назад в сверхпроводящем состоянии, согласно работе [7], равна

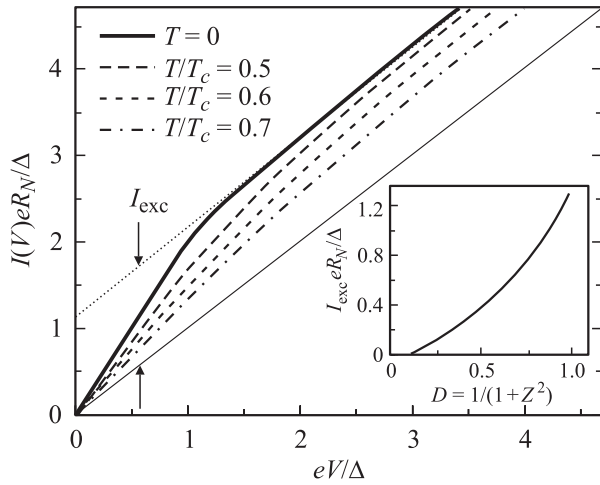
$$R_S^{ee} = r^e + \frac{t^e r^{eh} r^{hhe} t^e}{1 - r^{eh} r^{hhe} r^e},$$

а в нормальном  $R_N^{ee} = r^e$ . Амплитуда вероятности рассеяния электрона в дырку существует только при наличии сверхпроводящего электрода и равна

$$R_S^{eh} = \frac{t^e r^{eh} t^h}{1 - r^{eh} r^{hhe} r^e},$$

$$r^{eh(he)} = \frac{\varepsilon - \text{sign}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}}{\Delta}.$$

Амплитуды вероятности прохождения (отражения) электрона (дырки) через плоский интерфейс, разделяющий нормальный и сверхпроводящий электроды,  $t^{e,h}$  ( $r^{e,h}$ ) могут быть получены в аналитическом виде с единственным безразмерным подгоночным параметром  $Z$  в рамках приближения [6], описывающего интерфейс



**Рис. 1.** Рассчитанные методом [7] вольт-амперные характеристики трехмерного идеального ( $D = 1$ ) контакта, образованного нормальным инжектором со сверхпроводником, при различных температурах. Тонкая сплошная линия соответствует нормальному состоянию. На вставке показана зависимость избыточного тока от прозрачности  $D$  границы раздела между двумя металлами.

в виде короткодействующего потенциального барьера  $U(x)$  ( $x$  — нормаль к плоскости интерфейса). Тогда имеем [7]  $Z = k_F \int U(x) dx / \varepsilon_F$  ( $k_F$  и  $\varepsilon_F$  — фермиевский волновой вектор и энергия Ферми),

$$t^{e,h} = \mp \frac{i \cos \theta}{Z \mp i \cos \theta}, \quad r^{e,h} = -\frac{Z}{Z \mp i \cos \theta}. \quad (4)$$

Существование избыточного тока (см. рассчитанные на основе формул (1)–(4) кривые  $I(V)$  на рис. 1) является естественным следствием процессов андреевского отражения электрона в дырку, описываемых величиной  $R_S^{eh}$  и связанных с одновременным прохождением двух квазичастиц через интерфейс. Последнее обстоятельство означает, что их вклад резко убывает по мере уменьшения прозрачности интерфейса и, значит, имеет заметную величину только в контактах с высокой прозрачностью границы раздела между двумя электродами  $D = 1/(1 + Z^2)$ . Зависимость  $I_{\text{exc}}$  от прозрачности  $D$  представлена на вставке к рис. 1, которая представляет собой трехмерное обобщение рис. 8 работы [6]. Используя равенство  $f(-\varepsilon) = 1 - f(\varepsilon)$  и симметрию коэффициентов  $R$ , находим, что  $I_{\text{exc}}$  (1) зависит от температуры  $T$  только через зависимость энергетической щели  $\Delta(T)$ , которая определяет величины  $r^{eh}$  и  $r^{he}$ . Поскольку последние являются функциями отношения  $\Delta/\varepsilon$ , замена переменной  $\varepsilon$  в (2) и (3) на  $\varepsilon/\Delta$  приводит к универсальному результату: избыточный ток  $I_{\text{exc}}$  в контактах на основе сверхпроводника с  $s$ -волновой симметрией параметра порядка пропорционален величине энергетической щели  $\Delta$  ( $I_{\text{exc}} \sim \Delta$ ). Поэтому измерения  $I_{\text{exc}}$  являются удобным методом определения величины  $\Delta$  и ее зависимости от внешних факторов.

Этот результат легко обобщить на случай двухзонного сверхпроводника  $\text{MgB}_2$ . Дело в том, что, согласно [5], в  $\text{MgB}_2$  при рассеянии на дефектах структуры и примесях перескоки электронов между  $\sigma$ - и  $\pi$ -частями поверхности Ферми должны быть очень редкими. Поэтому при андреевском отражении от такого сверхпроводника часть электронов будет взаимодействовать только с  $\pi$ -зоной  $\text{MgB}_2$ , тогда как остальные электроны — только с  $\sigma$ -зоной. В результате избыточные токи от разных зон просто суммируются

$$I_{\text{exc}} = I_{\text{exc}}^\sigma + I_{\text{exc}}^\pi = \frac{4}{3} (\Delta_\sigma G^\sigma + \Delta_\pi G^\pi), \quad (5)$$

где  $\Delta_\sigma, \Delta_\pi$  — энергетические щели для  $\sigma$ - и  $\pi$ -участков поверхности Ферми,  $G^\sigma, G^\pi$  — парциальные проводимости точечного контакта [8]. В двухзонном приближении для „чистого“ предела

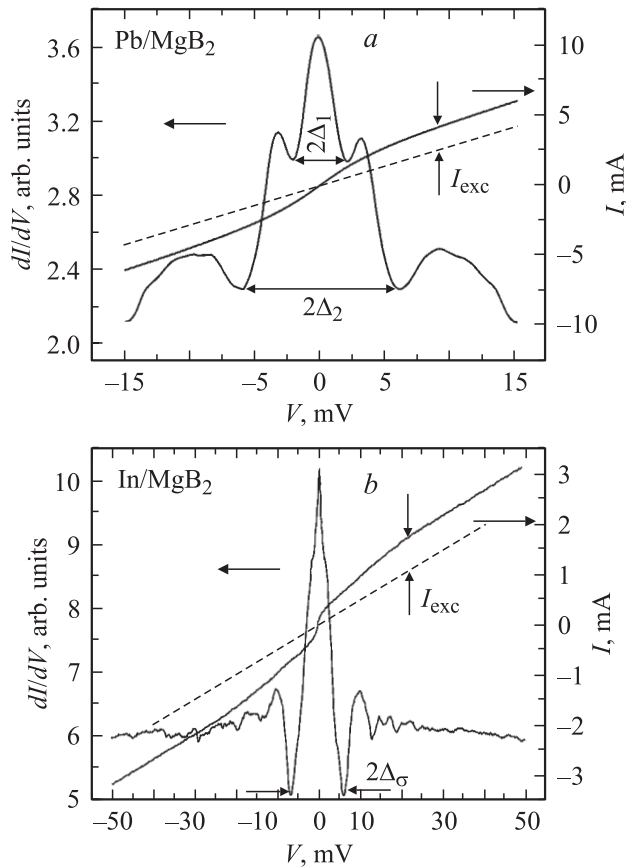
$$G^\sigma = \frac{e^2}{2\hbar} A \langle N | v_x | \rangle_\sigma, \quad G^\pi = \frac{e^2}{2\hbar} A \langle N | v_x | \rangle_\pi, \quad (6)$$

где  $A$  — площадь контакта,  $v_x$  — проекция скорости электрона на ось  $x$ , нормальную к поверхности контакта,  $N(\mathbf{k})$  — плотность состояний электронов на соответствующем участке поверхности Ферми. Согласно (5), (6), избыточный ток можно выразить через сопротивление  $R_N$  контакта в нормальном состоянии и усредненную энергетическую щель  $\Delta_{\text{eff}}$

$$I_{\text{exc}} = \frac{4}{3} \frac{\Delta_{\text{eff}}}{e R_N}, \quad R_N^{-1} = G^\sigma + G^\pi, \quad (7)$$

$$\Delta_{\text{eff}} = \frac{\Delta_\sigma q + \Delta_\pi}{q + 1}, \quad q = \frac{G^\sigma}{G^\pi},$$

где  $q$  — относительный вклад в проводимость контакта от  $\sigma$ - и  $\pi$ -зон. В пределе „чистого“ контакта ( $l \gg d$ ;  $l$  — длина свободного пробега электрона,  $d$  — диаметр контакта), согласно (6), параметр  $q = \frac{\langle N(v_x) \rangle_\sigma}{\langle N(v_x) \rangle_\pi}$ . В пределе  $l \leq d$ , когда применимо приближение  $R_N \approx \rho/d$  ( $\rho$  — удельное сопротивление  $\text{MgB}_2$ ),  $q = \frac{\Gamma_\pi \Omega_\sigma^2}{\Gamma_\sigma \Omega_\pi^2}$ , где  $\Gamma_{\pi,\sigma}$  — скорости рассеяния электронов в  $\pi$ - и  $\sigma$ -зонах,  $\Omega_{\pi,\sigma}$  — соответствующие плазменные частоты. Согласно расчетам зонной структуры [9], для контактов, ось  $x$  которых направлена параллельно плоскости  $ab$   $\text{MgB}_2$ , плазменные частоты  $\Omega_\pi^{ab} = 5.89$  eV,  $\Omega_\sigma^{ab} = 4.14$  eV, а для контактов, направленных вдоль оси  $c$ ,  $\Omega_\pi^c = 6.85$  eV,  $\Omega_\sigma^c = 0.68$  eV. Выберем для оценок усредненные по  $\sigma$ - и  $\pi$ -зонам параметры энергетических щелей  $\text{MgB}_2$ :  $\Delta_\sigma = 7.1$  meV,  $\Delta_\pi = 2.4$  meV [1,10]. Используя эти параметры для контакта в  $ab$ -направлении в случае „чистого“ предела ( $\Gamma_\sigma = \Gamma_\pi = 4$  meV [5]), получаем параметр  $q \approx 1/2$ , а в типично „грязном“ случае ( $\Gamma_\sigma = 4$  meV,  $\Gamma_\pi = 2.4$  meV)  $q \approx 300$ . Поэтому при реализации „чистого“ контакта в  $ab$ -направлении следует ожидать  $\Delta_{\text{eff}}^{ab} \approx 4$  meV („чистый“ предел) и  $\Delta_{\text{eff}}^{ab} \approx 7$  meV („грязный“ предел), а для контактов вдоль оси  $c$



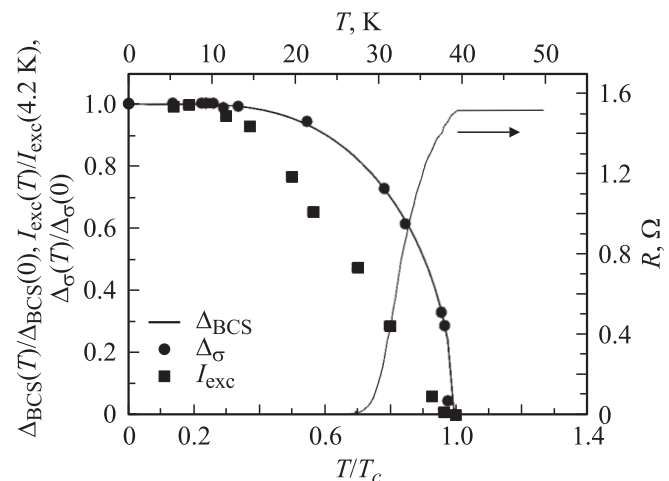
**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики и проводимости  $dI/dV(V)$  контактов Pb/MgB<sub>2</sub> (a) и In/MgB<sub>2</sub> (b). Температура эксперимента  $T = 4.2$  К.  $\Delta_1 = \Delta_{\text{Pb}} + \Delta_\pi$ ,  $\Delta_2 = \Delta_{\text{Pb}} + \Delta_\sigma$ .

$\Delta_{\text{eff}}^c = 2.45$  meV („чистый“ предел) и  $\Delta_{\text{eff}}^c = 6.4$  meV („грязный“ предел). Как видно, максимальный избыточный ток  $I_{\text{exc}} = (4/3)\Delta_{\text{eff}}/eR_N$  должен наблюдаться для „грязных“ контактов, ось которых параллельна плоскости  $ab$  MgB<sub>2</sub>, а наименьший избыточный ток — для контактов, направленных по оси  $c$ .

Экспериментально исследовались пластинки MgB<sub>2</sub> размером  $10 \times 0.5 \times 0.1$  mm, полученные сжатием чистого (99.99%) порошка MgB<sub>2</sub> под давлением порядка 20–30 kbar. Критическая температура  $T_c \approx 39$  К пластинки определялась по температурной зависимости  $R(T)$ . Металлические контакты размером  $d \sim 100$  Å с сопротивлением  $R_N \sim 10$  Ω создавались по методике „втирания“ инжектора (Pb, In) в поверхность микрокристаллов MgB<sub>2</sub> (аналогичная методика использовалась в работе [11]). Качество и характер проводимости таких контактов контролировались по вольт-амперным характеристикам, измеренным по стандартной четырехзондовой методике. Отбирались контакты с металлическим ходом проводимости  $dI/dV$  (проводимость должна убывать с ростом  $V$ ; рис. 2). В сверхпроводящем состоянии диборида магния такие контакты проявляли особенности, характерные для андреевского отражения на чистой границе сверхпроводник–нормальный металл. Проводи-

мость контактов возрастала при  $V \leq \Delta$  и при  $V = 0$  примерно в 2 раза превышала проводимость контакта при  $V \gg \Delta$ . Кроме того, найденный по зависимости  $dI/dV$  параметр энергетической щели  $\Delta$  обращался в нуль при температуре сверхпроводящего перехода всей пластины MgB<sub>2</sub> (рис. 3). Эти факторы свидетельствуют о высокой степени однородности контактов, отобранных для проведения спектроскопических измерений. Также на рис. 3 представлены результаты измерений температурной зависимости большой энергетической щели  $\Delta_\sigma$  и избыточного тока  $I_{\text{exc}}$ . Полученные данные хорошо согласуются с температурной зависимостью энергетической щели в модели Бардина–Купера–Шриффера, представленной на этом же рисунке сплошной линией.

Избыточный ток  $I_{\text{exc}}$  наблюдался для всех исследуемых контактов, однако его величина  $I_{\text{exc}} \sim \Delta_{\text{eff}}$  (7) флуктуировала, что естественно объясняется присутствием в исследуемом материале двух энергетических щелей  $\Delta_\sigma, \Delta_\pi$  для  $\sigma$ - и  $\pi$ -зон MgB<sub>2</sub>. Как показано выше, параметр  $q$  зависит от направления оси контакта к кристаллографическим осям MgB<sub>2</sub> и степени загрязненности поверхности контакта. На рис. 2, a приведена типичная вольт-амперная характеристика контакта Pb/MgB<sub>2</sub> с энергетической щелью  $\Delta_{\text{Pb}} = 1.3$  meV; при 4.2 К значение избыточного тока  $I_{\text{exc}} = 1.6$  mA. Как следует из работы [6], для контактов сверхпроводник–сверхпроводник избыточный ток пропорционален сумме энергетических щелей сверхпроводников:  $I_{\text{exc}} = (4/3)(\Delta_{\text{Pb}} + \Delta_{\text{eff}})/eR_N$ . Отсюда при  $R_N = 3.64$  Ω получаем  $\Delta_{\text{Pb}} + \Delta_{\text{eff}} \approx 4.4$  meV, поэтому для данного контакта энергетическая щель диборида магния  $\Delta_{\text{eff}} = 3.1$  meV. Согласно (7), такой щели соответствует  $q \approx 0.16$ , причем  $\Delta_{\text{eff}} = \Delta_\pi$ , т. е. в этом контакте реализовался „чистый“ предел (нет сильного рассеяния заряда вблизи поверхности контакта и на его границе; параметр  $D = 1$ ), причем андреевское отражение происходит преимущественно в направлении оси  $c$  MgB<sub>2</sub>.



**Рис. 3.** Температурные зависимости сопротивления  $R$  пластины MgB<sub>2</sub> ( $T_c = 39$  К) и параметров  $\Delta_\sigma$ ,  $\Delta_{\text{BCS}}$  и  $I_{\text{exc}}$  контакта In/MgB<sub>2</sub>, представленного на рис. 2, b.

Наибольшее значение энергетической щели при 4.2 К было получено для контакта In/MgB<sub>2</sub>. В нормальном состоянии индиевого электрода при сопротивлении контакта  $R_N = 16.7 \Omega$  (рис. 3) избыточный ток  $I_{\text{exc}} = 0.602 \text{ mA}$ , что, согласно (7), соответствует  $\Delta_{\text{eff}} = 7.5 \text{ meV}$  и значению  $q \gg 1$ . Таким образом, в данном случае ось контакта параллельна плоскости  $ab$  MgB<sub>2</sub>, когда наблюдается максимальная для диборида магния энергетическая щель  $\Delta_{\text{eff}} = \Delta_{ab}$  и реализуется „грязный“ предел.

Сравнивая полученные результаты  $\Delta_{\sigma} \approx 7.5 \text{ meV}$  и  $\Delta_{\pi} \approx 3 \text{ meV}$  с литературными данными [1,10], приходим к выводу, что для типичных контактов, направленных по оси  $c$ , в „чистом“ пределе основной вклад в электронный транспорт определяется меньшей щелью  $\Delta_{\pi} \approx 3 \text{ meV}$ . Но в редких случаях (даже в „грязном“ пределе) доминируют электроны, отвечающие  $\sigma$ -участкам поверхности Ферми MgB<sub>2</sub>, которые соответствуют большей щели  $\Delta_{\sigma} \approx 7.5 \text{ meV}$ .

В заключение отметим, что в наших образцах температурное поведение избыточного тока не соответствует изменению наблюдаемой энергетической щели (рис. 3). Такая же тенденция наблюдалась ранее в работе [10], но в нашем случае „контактная“ критическая температура  $T_c^*$  (где  $\Delta(T_c^*) = 0$ ) совпадает с  $T_c$  объема MgB<sub>2</sub> (рис. 3), что не позволяет объяснить эффект неоднородностью поверхности контакта. Вполне возможно, что отклонение зависимости  $I_{\text{exc}}(T)$  от  $\Delta_{\text{eff}}(T)$  связано с тем, что, как было показано в работе [12], в случае рассеяния на примесях максимум в плотности электронных состояний зоны, соответствующей большей щели (положение которого в идеальном материале отвечает значению  $\Delta_{\text{eff}}$ ), не имеет ясного физического смысла. Его изменение с температурой, которое и определяет соответствующую зависимость  $I_{\text{exc}}(T)$ , не совпадает с расчетами  $\Delta_{\sigma}(T)$  и, согласно рис. 3 из работы [12], качественно согласуется с данными наших измерений, приведенных на рис. 3. Однако для подтверждения этого вывода необходимо проведение дополнительных исследований.

В заключение отметим, что приведенные в настоящей работе результаты измерения избыточного тока  $I_{\text{exc}}$  полностью подтверждают существующие представления об энергетическом спектре MgB<sub>2</sub>, в частности  $s$ -волновое спаривание электронных состояний и наличие двух энергетических щелей  $\Delta_{\sigma} = 7.5 \text{ meV}$  и  $\Delta_{\pi} = 3.1 \text{ meV}$ . Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными другими методами [1,10], и убедительно подтверждают возможность реализации в MgB<sub>2</sub> уникальной ситуации [5], когда в подавляющем большинстве случаев рассеяние на примесях реализуется только в  $\sigma$ - и  $\pi$ -зонах. Другими словами, электроны из  $\pi$ -зоны при рассеянии не переходят в электроны из  $\sigma$ -зоны, и наоборот. В результате  $\sigma$ - и  $\pi$ -каналы прохождения электронов вносят аддитивный вклад не только в сверхпроводящем, но и в нормальном состоянии контакта.

Авторы признательны М.А. Белоголовскому за обсуждение полученных результатов и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] C. Buzea, T. Yamashita. Supercond. Sci. Technol. **14**, R 115 (2001).
- [2] H. Schmidt, J.F. Zasadzinski, K.E. Gray, D.G. Hinks. Physica C **385**, 221 (2003).
- [3] S. Tsuda, T. Yokoya, Y. Takano, H. Kito, A. Matsushita, F. Yin, J. Itoh, H. Harima, S. Shin. Phys. Rev. Lett. **91**, 127 001 (2003).
- [4] F. Laube, G. Goll, M. Eschrig, M. Fogelström, R. Werner. Phys. Rev. B **69**, 014 516 (2004).
- [5] I.I. Mazin, O.K. Andersen, O. Jepsen, O.V. Dolgov, J. Kortus, A.A. Golubov, A.B. Kuz'menko, D. van der Marel. Phys. Rev. Lett. **89**, 107 002 (2002).
- [6] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
- [7] M.A. Belogolovskii, M. Grajcar, P. Kus, A. Plecenik, Š. Benacka, P. Seidel. Phys. Rev. B **59**, 9617 (1999).
- [8] I.I. Mazin. Europhys. Lett. **55**, 404 (2001).
- [9] O.V. Dolgov, R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, A.A. Golubov, S.V. Shulga, J. Kortus. Phys. Rev. B **68**, 132 503 (2003).
- [10] И.К. Янсон, Ю.Г. Найдюк. ФНТ **30**, 355 (2004).
- [11] А.И. Дьяченко, В.А. Дьяченко, В.Ю. Таренков, В.Н. Криворучко. ФТТ **48**, 407 (2006).
- [12] M. Belogolovskii, A. Plecenik, M. Grajcar. Phys. Rev. B **72**, 052 508 (2005).