

PACS numbers: 05.60.Gg, 73.21.Ac, 73.63.Rt, 74.40.-n

Струмівий шум у металевих контактах на основі двощілинних надпровідників

О. С. Житлукхіна^{*,**}

^{*}Донецький фізико-технічний інститут ім. О. О. Галкіна НАН України,
просп. Науки, 46,
03028 Київ, Україна

^{**}Донецький національний університет імені Василя Стуса,
вул. 600-річчя, 21,
21021 Вінниця, Україна

Теоретично досліджено струмові флуктуації у шаруватих гібридних структурах, утворених металевим інжектором, нанорозмірним ізолятором, нормальним металевим прошарком і досліджуваним надпровідником. Показано, що одночасні вимірювання дробового шуму і диференційної провідності у таких зразках можуть служити джерелом надійної інформації щодо присутності у надпровіднику двох енергетичних зон з різними надпровідними щільностями.

Ключові слова: двозонні надпровідники, струмові флуктуації, дробовий шум, диференційна провідність.

Current fluctuations in layered hybrid structures formed by a metal injector, a nanoscale insulator, a normal metal interlayer, and the superconductor are studied theoretically. As shown, the simultaneous measurements of shot noise and differential conductance in such samples can serve as a source of reliable information on the presence of two energy bands with different superconducting gaps in the superconductor.

Corresponding author: Olena Serhiyivna Zhitlukhina
E-mail: elena_zhitlukhina@ukr.net

^{*}Donetsk Institute for Physics and Engineering Named After O. O. Galkin, N.A.S. of Ukraine,
46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine

^{**}Vasyl' Stus Donetsk National University,
21 600-Richchya Str., UA-21021 Vinnytsia, Ukraine

Citation: E. S. Zhitlukhina, Current Noise in Metallic Contacts Based on Two-Gap Superconductors, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 9: 1197–1206 (2020) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.42.09.1197](https://doi.org/10.15407/mfint.42.09.1197).

Key words: two-band superconductors, current fluctuations, shot noise, differential conductance.

(Отримано 15 лютого 2020 р.; остаточн. варіант — 28 квітня 2020 р.)

1. ВСТУП

Властивості надпровідного стану звичайних однозонних надпровідників добре описано ізотропною теорією Еліашберга з єдиною спектральною густиною електрон-фононої взаємодії, усередненою по поверхні Фермі [1]. Хоча, насправді, спектральна густина електрон-фононої взаємодії є анізотропною, і тому як наслідок має анізотропію енергетичної щільності у надпровідниках. Дана обставина зазвичай не відіграє будь-якої помітної ролі, оскільки здебільшого довжина вільного пробігу електронів виявляється меншою за довжину когерентності.

Історія двоцілінної надпровідності почалася у 1959 році з публікації двох теоретичних робіт [2, 3], які узагальнили стандартну теорію Бардіна–Купера–Шріффера на випадок двозонного металу. Експериментально двозонну надпровідність вперше спостерігали у вироджених багатодолинних напівпровідниках [4]. Першим металевим надпровідником, в якому двоцілінну надпровідність було надійно встановлено, виявився диборид магнію з критичною температурою 39 К. Крім нього, наявність двох енергетичних щільностей встановлено для Плюмбуму [5] і стопу молібдену з Ренієм [6]. У 2008 році двоцілінний феномен надпровідності з різними фазами надпровідних параметрів порядку було відкрито у нових залізовмісних надпровідникових матеріалах, в яких міжзонна взаємодія виявилась сильнішою, ніж у дибориді магнію [7, 8].

З того часу не припиняється пошук нових надпровідних матеріалів з двома і більше підсистемами, що мають різні параметри порядку. Основний інтерес до таких матеріалів обумовлено принципово новими явищами, які виникають у тому випадку, коли хвильова функція надпровідного конденсату має декілька ступенів свободи, і які відсутні в одноцілінних надпровідниках. Як приклад наведемо ефект відносних флуктуацій густини квантових фаз і пар в окремих конденсатах, передбачений Леггеттом [9].

Для того, щоб підтвердити двоцілінну надпровідність в інших матеріалах потрібні нові експериментальні методики, чутливі до форми енергетичного спектра надпровідника у щільній області. У нашій роботі [10] показано, що вимірювання диференційної провідності у шаруватих структурах, утворених металевим інжектором (N), нанорозмірним ізолятором (I), нормальним металевим прошарком (N') і досліджуваним надпровідником (S) можуть бути одним із способів виявлення в останньому двох енергетичних щільностей.

лин.

У даній статті ми доповнюємо розрахунки [10] теоретичним аналізом струмового шуму в таких об'єктах і показуємо, що спільні вимірювання провідності і дробового шуму дозволяють одержати детальнішу інформацію щодо спектральних характеристик надпровідного матеріалу в області енергетичної щільності. Далі ми обмежуємо себе лише струмовими флуктуаціями, обумовленими дискретністю електричних зарядів. Інший внесок, $1/f$ шум, який виникає за наявності локалізованих електронних станів у бар'єрі [11], може бути оцінено і видалено з експериментальних кривих у результаті вимірювань частотної залежності флуктуаційного внеску в тунельний струм, див., наприклад, роботу [12] і посилання у ній.

2. ДРОБОВИЙ ШУМ У МЕТАЛЕВИХ КОНТАКТАХ

Хаотичні флуктуації електричних струмів щодо їхнього середнього значення в електронних пристроях є зазвичай небажаною перешкодою, що спотворює електричний сигнал. Проте, водночас вони можуть надати інформацію про деякі властивості провідних систем, які приховано в усереднених за часом характеристиках струму [13]. Існують два основних джерела флуктуацій струму.

У разі кінцевих температур виникає рівноважний шум, обумовлений тепловим рухом носіїв заряду в провіднику, у результаті чого на кінцях останнього виникає флуктувальна різниця потенціалів. Цей шум зростає з температурою T і зникає, якщо $T \rightarrow 0$.

Інший тип шумів, який називають дробовим, обумовлено дискретністю носіїв електричного заряду, внаслідок чого їх транспорт у мезоскопічних структурах супроводжується стрибком струму. Цей шум активується під час подачі на зразок різниці електричних потенціалів V і домінує над тепловим шумом за високих напруг зсуву і низьких температур.

Оскільки далі мова буде йти про низькотемпературні надпровідники, які описуються стандартною теорією Бардіна-Купера-Шріффера, ми обмежимося теоретичним дослідженням дробового шуму, припускаючи, що температура близька до нуля.

У роботі [10] показано, що зарядовий струм крізь мезоскопічну $N-I-N'/S$ провідну систему з двома групами носіїв заряду визначається набором власних значень матриці розсіювання $s_{i,k}$, де індекс i відповідає різним каналам провідності (у тривимірній планарній структурі це кути θ , які імпульси падних електронів утворюють з нормаллю до межі розділу шарів), а $k = 1, 2$ відповідає двом електронним зонам, які беруть участь у перенесенні заряду.

Густина квазічастинкового струму I відповідно представляє собою різницю двох потоків, що рухаються зліва направо і справа наліво:

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

де ε — енергія квазічастинки, яку відлічують від рівня Фермі, $V = (\mu_L - \mu_R)/e$ — різниця електричних потенціалів, яку прикладено до двох резервуарів, $D_{i,k}(E, V)$ — імовірності електронного транспорту через гетероструктуру з лівого L до правого R електрода, що визначаються власними значеннями матриці розсіювання $s_{i,k}$, $f(E)$ — функція розподілу Фермі, яка залежить, зокрема, від величини відповідного хімічного потенціалу μ . Уявімо собі, що один з шарів в обговорюваній системі знаходиться у надпровідному стані, тоді на N'/S межі виникають так звані андреевські відбиття, додаткові процеси розсіювання квазіелектронних станів у квазідірковій і зворотно [14]. Ці додаткові канали провідності треба підсумовувати з урахуванням знаку зарядів, що беруть участь у переносі струму.

Повернемося тепер до низькочастотної межі спектральної густини шуму $S_I(\omega)$, яка являє собою фур'є-образ кореляційної функції $S_I(t-t') = \langle \Delta I(t) \Delta I(t') \rangle$, де $\Delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle$ — струмові флуктуації у часі. Залежність $S_I(\omega \rightarrow 0)$ від прикладеної напруги за температури $T \rightarrow 0$ розраховано у роботі [13]. Її відповідне узагальнення на випадок двошлінного надпровідника має вигляд:

$$\begin{aligned} S_I(V) &= \frac{4e^2}{h} \sum_{i,k} \int_0^{eV} \left[\left(|R_i^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 + |R_i^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(|R_i^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 + |R_i^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 \right)^2 \right] d\varepsilon = \\ &= \frac{4e^2}{h} \sum_{i,k} \int_0^{eV} \left[|R_i^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 \left(1 - |R_i^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 \right) + \right. \\ &\quad \left. + |R_i^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 \left(1 - |R_i^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 \right) \right] d\varepsilon + \\ &\quad + \frac{8e^2}{h} \sum_{i,k} \int_0^{eV} |R_i^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 |R_i^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 d\varepsilon. \end{aligned} \quad (1)$$

Для порівняння наведемо вираз для нормованої диференційної провідності $N-I-N'/S$ -структури для $T \rightarrow 0$ [14]

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

У формулах (1) і (2) введено імовірності повернення інжектваного в систему електрона у стартову точку у вигляді електронного $R_{i,k}^{ee}(\varepsilon, V)$ та діркового $R_{i,k}^{eh}(\varepsilon, V)$ станів.

Наступні розрахунки подібні до тих, які виконано у нашій роботі [15] для однозонного надпровідника. Амплітуда імовірності проходження електрона (дірки) через шар ізолятора I задається параметром Z , пропорційним добутку висоти і товщини ізолювального шару [14]. У тому випадку, коли обидва електроди переведено у нормальний стан, імовірність проходження електрона через бар'єр дорівнює $D = 1 / (1 + Z^2)$. Хвильові функції квазічастинкових станів всередині N' прошарку товщиною d описуються плоскими хвилями з хвильовими векторами, які мають дві компоненти, паралельну поверхням розділу (k_{\parallel}) і перпендикулярну їм (k_{\perp}). Вважаємо, що відбиття від границь розділу є дзеркальним і перша компонента зберігається під час руху електронної хвилі через гетероструктуру. Зміна другої компоненти носить принциповий характер, зокрема, набіг фази хвильової функції електрона (e) і дірки (h) під час руху від однієї границі N' прошарку до іншого $\varphi^e = k^e d$ і $\varphi^h = -k^h d$ контролює форму диференційної провідності $N-I-N'/S$ -структури. Амплітуда імовірності процесу у випадку андреевського відбиття електрона у дірку і зворотно описується формулою [14] $r^{eh(he)} = (\varepsilon - h(\varepsilon))/\Delta$, де $h(\varepsilon) = \text{sign}(\varepsilon)(\varepsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}$ для $|\varepsilon| > \Delta$ і $h(\varepsilon) = i(\Delta^2 - \varepsilon^2)^{1/2}$ для $|\varepsilon| < \Delta$, Δ — енергетична щілина у надпровіднику.

3. ЧИСЕЛЬНІ РОЗРАХУНКИ ДРОБОВОГО ШУМУ ДЛЯ $N-I-N'/S$ -СТРУКТУРИ

Для того, щоб представити результати розрахунків у вигляді, зручному для порівняння з експериментом, введемо дві нормовані характеристики, що залежать від поданої напруги V . Перша з них — це відношення диференційної провідності $G(V)$, розрахованої для $N-I-N'/S$ -зразка у надпровідному стані, до тієї ж характеристики, коли зразок переведено у нормальний стан. Друга величина — так званий фактор Фано $F(V)$, який у разі нульової температури характеризує ступінь придушення струмового шуму в порівнянні з максимально можливим пуассонівським значенням $S_P(V)$: $F(V) = S_I(V)/S_P(V)$. Пуассонівський шум $S_P(V)$ — послідовність випадкових транспортних процесів без будь-якої кореляції між собою $S_P(V) = 2eI(V)$ [13]. Для основних типів провідників фактор Фано приймає універсальні значення: $F = 0$ для балістичного провідника, $F = 1$ або $F = 2$ для тунелювання одиночного електрона або куперівської пари через потенціальний бар'єр, $F = 1/3$ для металевого провідника у режимі пружного дифузного транспорту [13].

Основними параметрами, які визначають нормовану провідність і фактор Фано для чотирьохшарової $N-I-N'/S$ -гетероструктури з двозонним надпровідником, є значення двох енергетичних щілин Δ_1 і Δ_2 , фактори w_1 і w_2 , які характеризують внесок двох зон в тунельний струм (для визначеності ми вибираємо їх такими ж, як у ди-

бориді магнію, а саме вважаємо $\Delta_1 = 2,7$ меВ, $\Delta_2 = 7,2$ меВ, $w_1 = 0,67$ і $w_2 = 0,33$, ефективність електронного розсіювання оксидним нанометровим бар'єром Z і параметр $\alpha = 2d\Delta_0 / (\hbar v_F)$, який враховує кінцеву товщину d та швидкість Фермі v_F N' -прошарку, $\Delta_0 = 1$ меВ, $w_1 + w_2 = 1$.

На рисунку 1 представлено залежності нормованої провідності і фактора Фано для тришарової $N-I-S$ -структури, тобто у тому випадку, коли товщина $d = 0$ і, відповідно, параметр $\alpha = 0$. Обговоримо, яким чином посилення потенціального бар'єра впливає на обидві розглянуті характеристики. За відсутності бар'єра ($Z = 0$) зарядо-

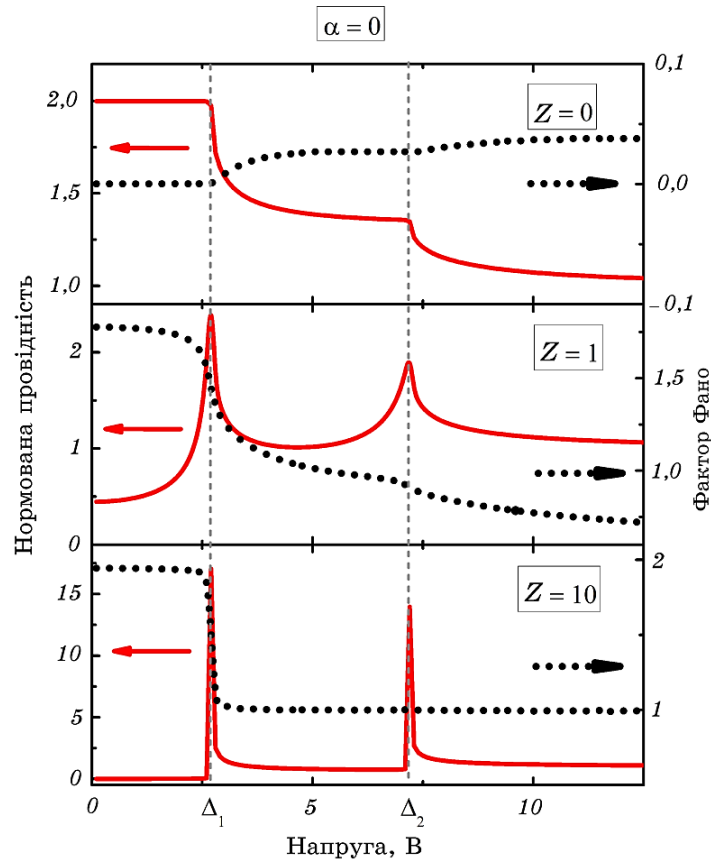


Рис. 1. Залежність нормованої диференційної провідності і фактора Фано $N-I-S$ тришарової структури від прикладеної напруги за різних значень ефективності розсіювання бар'єрним I шаром; параметр $\alpha = 0$.

Fig. 1. Dependence of the normalized differential conductance and Fano factor of a three-layered $N-I-S$ structure on the applied voltage for various values of the scattering efficiency by the barrier I layer; parameter $\alpha = 0$.

вий транспорт за напруг, менших Δ_1/e , здійснюється куперівськими парами з імовірністю, яка дорівнює одиниці. У результаті цього нормована провідність подвоюється, а струмові флуктуації повністю відсутні.

Після того, як напруга перевищує Δ_1/e , транспортний процес стає імовірним (частина електронів відбивається у дірки, що йдуть назад, а частина проходить вперед), тоді провідність падає, а шум стає скінченим. За досить великої напруги нормована провідність прагне до одиниці, а нормований дробовий шум зростає зі збільшенням напруги, досягає максимуму і потім прямує до нуля. З ростом висо-

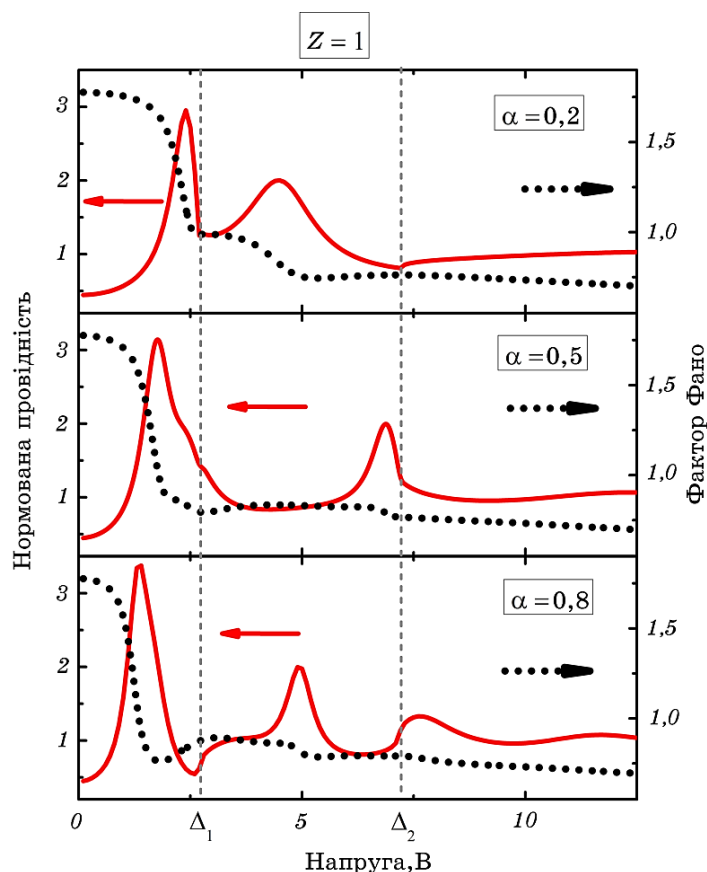


Рис. 2. Вплив товщини N' прошарку на залежність нормованої диференційної провідності і фактора Фано чотирьохшарової $N-I-N'/S$ гетероструктури від прикладеної напруги; параметр $Z = 1$.

Fig. 2. Effect of the N' interlayer thickness on the dependence of the normalized differential conductance and factor Fano of a four-layered $N-I-N'/S$ heterostructure on the applied voltage; parameter $Z = 1$.

ти бар'єра у диференційної провідності з'являються два піки, що відповідають двом щільним значенням Δ_1/e і Δ_2/e . До того ж фактор Фано прагне з ростом бар'єра до значення, рівного двом, для $V < \Delta_1/e$ (результат тунелювання куперівської пари в підщільній області), і до значення, рівного одиниці за досить великих напруг (чисто пуассонівський режим).

Далі перейдемо до випадку кінцевої товщини N' прошарку і, як приклад, будемо вважати параметр Z рівним одиниці. На рисунку 2 наведено результати розрахунків нормованої провідності і фактора Фано $N-I-N'/S$ -структури для трьох різних товщин d . Через виникнення зв'язаних станів всередині N' прошарку форма кривих змінюється з ростом параметра α , зберігаючи одночасно основні властивості обох характеристик, які було описано вище.

4. ВИСНОВКИ

Як було зазначено у вступі, пошук нових надпровідників з двома підсистемами, які істотно відрізняються одна від одної, є актуальним завданням фізики металів. Вимірювання тільки диференційної провідності і виявлення двох піків, що відповідають двом значеннями енергетичних щілин, є недостатніми для твердження про наявність двох груп носіїв, яке є результатом специфічної зонної структури даного надпровідника. Як показано у даній роботі, лише спільні вимірювання провідності і струмових флуктуацій можуть служити доказом двощілинної надпровідності. Використання нанорозмірного нормального прошарку, що розділяє тунельний бар'єр і досліджуваний надпровідник, буде додатковим фактором на користь цього твердження.

Крім того, цей прошарок може бути використано для реалізації у ньому інтерференційних ефектів між квантовими струмами від двох різних зон. Зокрема, такі фазочутливі експерименти дозволили би виявити різницю фаз надпровідних параметрів порядку в двощілинних залізовмісних надпровідниках [7, 8]. Зауважимо також, що в даній роботі товщина нормального прошарку і оксидного шару вважалася постійною. Розкид цих шарів у реальних зразках може бути враховано за допомогою універсального розподілу прозорості надтонких шарів, що утворюють тунельний бар'єр у структурах метал–бар'єр–метал [16, 17].

Роботу виконано в рамках програми фундаментальних досліджень Міністерства освіти і науки України (проект № 0120U102059) і Цільової програми фундаментальних досліджень НАН України «Перспективні фундаментальні дослідження та інноваційні розробки наноматеріалів і нанотехнологій для потреб промисловості, охорони здоров'я та сільського господарства» (проект № 17/20-Н).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and M. A. Belogolovskii, *J. Low Temp. Phys.*, **31**: 339 (1978).
2. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.*, **3**: 552 (1959).
3. В. А. Москаленко, *Физ. мет. металловед.*, **8**: 503 (1959).
4. М. Коэн, Г. Глэдстоун, М. Йенсен, Дж. Шриффер, *Сверхпроводимость полупроводников и переходных металлов* (Москва: Мир: 1972).
5. M. Ruby, B. W. Heinrich, J. I. Pascual, and K. J. Franke, *Phys. Rev. Lett.*, **114**: 157001 (2015).
6. V. Tarenkov, A. Dyachenko, V. Krivoruchko, A. Shapovalov, and M. Belogolovskii, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **33**: 569 (2020).
7. М. В. Садовский, *Успехи физ. наук*, **178**: 1243 (2008).
8. М. М. Коршунов, *Успехи физ. наук*, **184**: 882 (2014).
9. A. J. Leggett, *Progr. Theor. Phys.*, **36**: 901 (1966).
10. Е. С. Житлухина, В. В. Шамаев, В. П. Блощицкий, *Металлофиз. новейшие технол.*, **41**, № 9: 1143 (2019).
11. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low Temp. Phys.*, **42**: 426 (2016).
12. D. Wu, B. Dolgin, G. Jung, V. Markovich, Y. Yuzhelevskii, M. Belogolovskii, and Ya. M. Mukovskii, *Appl. Phys. Lett.*, **90**: 242110 (2007).
13. Ya. M. Blanter and M. Buttiker, *Phys. Rep.*, **336**: 1 (2000).
14. M. Belogolovskii, *Proximity Effect in Applied Superconductivity. Handbook on Devices and Applications* (Eds. P. Seidel) (Weinheim: Wiley-VCH: 2015), vol. 1, p. 49.
15. М. Белоголовский, Е. Житлухина, О. Егоров, *Физика низких температур*, **42**, № 11: 1354 (2016).
16. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Physics Procedia*, **36**: 94 (2012).
17. M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, V. Lacquaniti, N. De Leo, M. Fretto, and A. Sosso, *Low Temp. Phys.*, **43**: 756 (2017).

REFERENCES

1. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and M. A. Belogolovskii, *J. Low Temp. Phys.*, **31**: 339 (1978).
2. H. Suhl, B. T. Matthias, and L. R. Walker, *Phys. Rev. Lett.*, **3**: 552 (1959).
3. V. A. Moskalenko, *Fiz. Met. Metalloved.*, **8**: 503 (1959) (in Russian).
4. M. Cohen, G. Gladstone, M. Jensen, and J. Schrieffer, *Sverkhprovodimost Poluprovodnikov i Perekhodnykh Metallov* [Superconductivity of Semiconductors and Transition Metals] (Moscow: Mir: 1972) (in Russian).
5. M. Ruby, B. W. Heinrich, J. I. Pascual, and K. J. Franke, *Phys. Rev. Lett.*, **114**: 157001 (2015).
6. V. Tarenkov, A. Dyachenko, V. Krivoruchko, A. Shapovalov, and M. Belogolovskii, *J. Supercond. Nov. Magn.*, **33**: 569 (2020).
7. M. V. Sadovskii, *Phys. Usp.*, **51**: 1201 (2008).
8. M. M. Korshunov, *Phys. Usp.*, **57**: 813 (2014).

9. A. J. Leggett, *Progr. Theor. Phys.*, **36**: 901 (1966).
10. E. S. Zhitlukhina, V. V. Shamaev, and V. P. Bloschchyskiy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 9: 1143 (2019) (in Russian).
11. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low Temp. Phys.*, **42**: 426 (2016).
12. D. Wu, B. Dolgin, G. Jung, V. Markovich, Y. Yuzhelevski, M. Belogolovskii, and Ya. M. Mukovskii, *Appl. Phys. Lett.*, **90**: 242110 (2007).
13. Ya. M. Blanter and M. Buttiker, *Phys. Rep.*, **336**: 1 (2000).
14. M. Belogolovskii, *Proximity Effect in Applied Superconductivity. Handbook on Devices and Applications* (Eds. P. Seidel) (Weinheim: Wiley-VCH: 2015), vol. 1, p. 49.
15. M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, and O. Egorov, *Low Temp. Phys.*, **42**: 1063 (2016).
16. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Physics Procedia*, **36**: 94 (2012).
17. M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, V. Lacquaniti, N. De Leo, M. Fretto, and A. Soso, *Low Temp. Phys.*, **43**: 756 (2017).