

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACSnumbers: 05.60.Gg, 73.20.-r, 73.40.Gk, 73.21.Ac, 73.63.Rt, 74.40.-n, 74.45.+c, 74.81.-g

Аналіз аномальних заглиблень в диференціальній провідності гетероструктур на основі 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*

Виявлено, що фізична природа аномальних заглиблень в спектрах диференціальної провідності гетероструктур на основі надпровідних металів пов'язана з наявністю на їх поверхні нанорозмірного шару з частково або повністю подавленим параметром порядку. Проаналізовано різницю між тунельними переходами і точковими контактами. Теоретично показано, що виміри дробового шуму в тих самих зразках дають додаткову інформацію, яка суттєво доповнює дані, що можна отримати зі спектрів диференціальної провідності.

Ключові слова: надпровідні гетероструктури, диференціальна провідність, струмові флуктуації, точкові контакти.

As found, the physical nature of anomalous dips in the differential conductance spectra of heterostructures based on superconducting metals is related to the presence of a nanoscale layer on their surface with partially or completely suppressed order parameter. The difference between tunnel junctions and point contacts is analyzed. As theoretically shown, the shot-noise meas-

Corresponding author: Elena Sergeevna 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, Analysis of Anomalous Dips in the Differential Conductivity of Heterostructures Based on Superconductors, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 43, No. 5: 579–591 (2021) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.43.05.0579](https://doi.org/10.15407/mfint.43.05.0579).

urements of the same samples provide additional information that substantially complements the data obtained from differential conductance spectra.

Key words: superconducting heterostructures, differential conductance, current fluctuations, point contacts.

(Отримано 15 березня 2021 р.)

1. ВСТУП

Точково-контактні експерименти [1] стали одним із найбільш поширених методів спектроскопії металічних матеріалів. Одна з першочергових областей застосування цієї методики стали дослідження приповерхневих властивостей надпровідників [2]. Коли гострий металевий наконечник нормального (N) металу знаходиться у безпосередньому контакті із надпровідником (S), струм I нормальних електронів, обумовлений різницею електричних потенціалів V між двома електродами, перетворюється у надструм за допомогою квантового процесу, відомого як англійське вільбиття. У разі, коли електрична напруга на N/S контакт $|V| < \Delta / e$ (Δ — надпровідна енергетична щілина, e — заряд одного електрону), а сам контакт ідеальний, тобто ймовірність переходу елементарного заряду з одного електроду в інший дорівнює одиниці, електрони переходять крізь N/S інтерфейс парами. Це призводить до подвоєння диференціальної провідності гібридної N/S структури $G(V) = dI(V)/dV$ порівняно до відповідної величини для того ж зразка в нормальному стані. Це відношення помітно зменшується у разі появи квазічастинкового розсіювання на інтерфейсі N і S металевих електродів, див. рис. 1 в роботі [3], а після того, як прикладена до них електрична напруга $|V|$ почне перевершувати Δ/e , воно досить швидко прагне до значення, рівного одиниці.

Така нелінійна поведінка залежності диференціальної провідності від напруги дозволяє використати виміри $G(V)$ в якості потужного спектроскопічного інструменту [1]. Наприклад, подвоєння провідності $G(V=0)$ для N/S контакту нормального металу і топологічного ізолятора в надпровідному стані дозволило авторам недавньої роботи [4] довести існування клейнівського тунелювання електронів. Цей ефект, відомий також як парадокс Клейна, виникає при аналізі тунельного транспорту релятивістської частинки і полягає у тому, що ймовірність її проходження через потенціальний бар'єр, висота якого більше, ніж подвоєна енергія спокою частинки, а просторова ширина менша, ніж комптонівська довжина хвилі частинки, прагне до одиниці, незалежно від висоти бар'єру. Таким чином, навіть нескінченно високий потужний бар'єр є практично прозорим для релятивістської частинки, в той час як для нереляти-

вістських об'єктів подібна ймовірність дуже низька.

Як впливає з вищесказаного, основним джерелом фізичної інформації в точково-контактних експериментах є нелінійність $G(V)$ кривої. Однак в таких дослідженнях один дуже важливий аспект зазвичай ігнорується, а саме, той факт, що $I(V)$ характеристики самих надпровідних електродів також можуть бути нелінійними внаслідок небалістичного або суттєво нерівноважного характеру зарядового транспорту. До таких особливостей $G(V)$ залежності належить, зокрема, аномальне заглиблення диференціальної провідності N/S контакту при напругах $|V| > \Delta / e$, яке не вкладається в рамки стандартної теорії Блондера–Тінкхама–Клапвійкв (БТК) [5], що описує зарядовий транспорт в таких гетероструктурах. Зазначимо, що саме така особливість спостерігалася в експериментах [4]. На нашу думку, відсутність фізичної моделі, здатної пояснити цю нелінійність, може викликати недовіру до інтерпретації інших деталей точково-контактних характеристик [6], а значить, і висновків авторів роботи.

Слід зауважити, що аномальне заглиблення диференціальної провідності спостерігається часто і в кривих $G(V)$ для тунельних структур з потенціальним бар'єром, який розділяє N і S електроди. В нашій попередній роботі [7] було запропоновано фізичну модель, яка пояснила природу даної нелінійності наявністю деградованого шару на поверхні надпровідника і появою в ньому зв'язаного квантового стану. Проте вихідні припущення моделі [7] непридатні в разі точково-контактних експериментів через відсутність нормального розсіювання на N/S інтерфейсі. В роботі [3] аномальні особливості відповідних кривих провідності при $|V| > \Delta / e$ було пов'язано з неоднорідним надпровідним станом у досліджуваному надпровідному матеріалі, умовно розділеному на дві частини з різними значеннями щільності та напівпрозорим потенціальним бар'єром між ними, див. нижче. Щоб перевірити це припущення, було запропоновано і реалізовано модельний експеримент, який імітував основні риси запропонованої моделі. Незважаючи на те, що отримані $G(V)$ криві для різних температур майже ідеально співпадали з теоретичними очікуваннями, кількість підгінних параметрів дорівнювала шести, що залишало деякі сумніви в адекватності теоретичної інтерпретації.

В даній роботі теоретично показано, що виміри дробового шуму в тих же самих зразках дають додаткову інформацію, яка суттєво доповнює результати для диференціальної провідності і яка, можна сподіватись, дозволить підтвердити адекватність теорії [3] реальним експериментам. Розрахунки залежності дробового шуму від напруги V для контактів нормального (N) і надпровідного (S) металів базуються на методиці, запропонованої в наших попередніх роботах [8, 9]. В другому розділі роботи порівняно теоретичні підходи

до аналізу аномальних заглиблень диференціальної провідності в тунельних структурах з ізолятором І, який розділяє N і S електроди, і системах зі звуженням с між ними. В якості прикладу третій розділ статті демонструє залежності дробового шуму від електричної напруги, розраховані для тих значень параметрів, які було знайдено шляхом аналізу $G(V)$ характеристик для модельної гетероструктури із складним надпровідним електродом, досліджену в роботі [3]. Стислий аналіз отриманих теоретично результатів і рекомендації щодо наступних експериментів наведено в останньому розділі.

2. МОДЕЛЬНІ ПІДХОДИ ДО АНАЛІЗУ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНОЇ ПРОВІДНОСТІ І ДРОБОВОГО ШУМУ

Ми почнемо із загального вигляду основних рівнянь для диференціальної провідності $G(V)$ і дробового шуму $S(V)$ в N-I₁-N'-I₂-S гетероструктурах і розглянемо два види зарядового транспорту через N' прошарок: а) когерентний із збереженням квантової пам'яті і б) послідовний, коли електрон повністю втрачає квантову інформацію про передній стан, а сумарний опір N-I₁-N'-I₂-S системи дорівнює сумі опорів N-I₁-N' і N'-I₂-S частин.

Аналітична формула для ймовірності одновимірного зарядового транспорту крізь прямокутний бар'єр І шириною d та висотою U_0 має добре відомий вигляд:

$$\tau = \left[1 + (k_F^2 + \kappa^2)^2 \operatorname{sh}^2(\kappa d) / (4k_F^2 \kappa^2) \right]^{-1}, \quad (1)$$

де k_F — ферміївське хвильове число, $\kappa = \sqrt{2m(U_0 - E)} / \hbar$, E і m — енергія електрону і його маса. В реальних тунельних структурах добуток $\kappa d \gg 1$ і ймовірність проникнення через бар'єр $\tau \approx 16k_F^2 \kappa^2 \exp(-2\kappa d) / (k_F^2 + \kappa^2)^2$ дуже мала внаслідок експоненціального згасання зі збільшенням його товщини d і висоти U_0 . Для точково-контактних зразків $d \rightarrow 0$ і $\tau \rightarrow 1$. Отже, різниця між двома основними методами контактної спектроскопії в значній мірі є кількісною, а саме, ймовірність транспорту зарядів між електродами переходу в певному квантовому каналі майже дорівнює одиниці для точкових контактів, тоді як вона набагато менше одиниці для тунельної методології. Для спрощення формули (1) вводимо безрозмірний параметр $Z = (k_F^2 + \kappa^2)d / (2k_F)$ і отримуємо лоренціан $\tau = 1 / (1 + Z^2)$, а для амплітуд імовірності відбиття від бар'єру або переходу крізь нього маємо

$$r^e = (r^h)^* = -Z / (Z - i), \quad t^e = (t^h)^* = -i / (Z - i), \quad (2)$$

де індекси e та h відповідають електронним та дірковим збуджен-

ням [10].

На границі N і S шарів з координатою $x = 0$, пучок електронів із нормальної плівки, які описуються хвильовою функцією $\psi^e(x = 0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, трансформується у відбитий пучок дірок із хвильовою функцією $\psi^h(x = 0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ та той, що потрапив до надпровідника з $\psi_s^e(x = 0) = \begin{pmatrix} u(\varepsilon) \\ v(\varepsilon) \end{pmatrix}$, де $u(\varepsilon)$ і $v(\varepsilon)$ — фактори когерентності, а $\varepsilon = E - E_F$. Процеси перетворення електронного збудження в діркове і навпаки, відомі як андріївське відбиття, описуються відповідними амплітудами розсіювання r^{eh} і r^{he} , що дорівнюють співвідношенню $r^{eh}(\varepsilon) = r^{he}(\varepsilon) = v(\varepsilon) / u(\varepsilon)$. За допомогою явної форми функцій $u(\varepsilon)$ і $v(\varepsilon)$ [5] ми знаходимо, що

$$r^{eh(he)}(\varepsilon) = (\varepsilon - h(\varepsilon)) / \Delta, \quad (3)$$

де Δ — енергетична щілина в надпровіднику, $h(\varepsilon) = \text{sign}(\varepsilon)\sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$ для $|\varepsilon| > \Delta$ і $h(\varepsilon) = i\sqrt{\Delta^2 - \varepsilon^2}$ для $|\varepsilon| < \Delta$. Застосування підходу Ландауера–Буттікера [7] дозволяє отримати наступне співвідношення для вольт-амперної характеристики контакту з довільною прозорістю перехідного шару між N і S електродами:

$$I(V) = \frac{G_N}{e} \int_{-E_F}^{\infty} d\varepsilon D(\varepsilon) [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)], \quad (4)$$

де G_N — електропровідність в нормальному стані, електричний потенціал надпровідної сторони дорівнює нулю, $f(\varepsilon)$ — функція Фермі–Дірака, $D(\varepsilon)$ — ймовірність електронного транспорту між двома електродами. Остання величина може бути розрахована будь-де в гібридній структурі, і найпростіший шлях полягає у розрахунках для N частини системи [5], де

$$D(\varepsilon) = 1 - |R^{ee}(\varepsilon)|^2 + |R^{eh}(\varepsilon)|^2. \quad (5)$$

В формулі (5) $R^{ee}(\varepsilon)$ і $R^{eh}(\varepsilon)$ — амплітуди імовірностей процесу повернення електронного збудження з нормального електроду назад у вигляді електрону або дірки.

Щоб розрахувати ці величини, ми описуємо зарядовий транспорт через гетероструктуру як послідовність нескінченного числа актів розсіювання від перехідного шару між N і S електродами, враховуючи андріївські перетворення електрона в дірку (чи дірки в електрон), див. також [7, 8]:

$$\begin{aligned}
 R^{\text{eh}} &= t^e e^{i\varphi^e} r^{\text{eh}} e^{i\varphi^h} t^h (1 + r^h e^{i\varphi^h} r^{\text{he}} e^{i\varphi^e} r^e e^{i\varphi^e} r^{\text{eh}} e^{i\varphi^h} + \dots) = \\
 &= \frac{t^e e^{i\varphi^e + i\varphi^h} r^{\text{eh}} t^h}{1 - r^h e^{2i\varphi^e + 2i\varphi^h} r^{\text{he}} r^{\text{eh}} r^e},
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
 R^{\text{ee}} &= r^e + t^e e^{i\varphi^e} r^{\text{eh}} e^{i\varphi^h} r^h e^{i\varphi^h} r^{\text{he}} e^{i\varphi^e} t^e (1 + r^h e^{i\varphi^h} r^{\text{he}} e^{i\varphi^e} r^e e^{i\varphi^e} r^{\text{eh}} e^{i\varphi^h} + \dots) = \\
 &= r^e + \frac{t^e e^{2i\varphi^e + 2i\varphi^h} r^{\text{eh}} r^h r^{\text{he}} t^e}{1 - r^h e^{2i\varphi^e + 2i\varphi^h} r^{\text{he}} r^{\text{eh}} r^e}.
 \end{aligned}$$

У співвідношеннях (6) $\varphi^{e(h)} = \pm k_F \tilde{d}$ — фазовий зсув, отриманий під час путі електрону (дірки) від одного краю прошарку товщиною \tilde{d} до іншого.

Розглянемо тепер низькочастотну межу спектральної щільності 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 струмові флуктуації $\Delta I(t) = I(t) - \langle I(t) \rangle$. Залежність $S_I(\omega \rightarrow 0)$ від прикладеної напруги при температурі $T \rightarrow 0$ було розраховано в роботі [9]:

$$\begin{aligned}
 S_I(V) &= \frac{4e^2}{h} \int_0^{eV} \left[|R^{\text{ee}}(\varepsilon = eV)|^2 \left(1 - |R^{\text{ee}}(\varepsilon = eV)|^2 \right) + \right. \\
 &+ \left. |R^{\text{eh}}(\varepsilon = eV)|^2 \left(1 - |R^{\text{eh}}(\varepsilon = eV)|^2 \right) \right] d\varepsilon + \\
 &+ \frac{8e^2}{h} \int_0^{eV} |R^{\text{ee}}(\varepsilon = eV)|^2 |R^{\text{eh}}(\varepsilon = eV)|^2 d\varepsilon.
 \end{aligned} \tag{7}$$

3. ДИФЕРЕНЦІАЛЬНА ПРОВІДНІСТЬ І ДРОБОВИЙ ШУМ ТУНЕЛЬНИХ КОНТАКТІВ З НЕОДНОРІДНИМ НАДПРОВІДНИМ ЕЛЕКТРОДОМ

В даній роботі ми пояснюємо природу аномального заглиблення диференціальної провідності контактів на основі надпровідного електроду S^* з енергетичною щілиною Δ , див. рис. 1 і 2, наявністю деградованого шару на поверхні S^* надпровідника, який знаходиться або в нормальному стані, або його надпровідна щілина, наведена ефектом близькості до базового електроду, $\Delta_p < \Delta$.

Теоретична модель для тунельних зразків. Походження нелінійної поведінки транспортних характеристик контактів N і S^* електродів суттєво залежить від прозорості слабого зв'язку між ними. Розглянемо спочатку ті багатшарові структури, в яких його роль виконує надтонкий прошарок ізолятора I з дуже малою імовірністю електронного тунелювання крізь нього, тобто $|t^e| \ll 1$ і $r^e = r^h \approx -1$ в

співвідношеннях (6). В такому разі існують випадки, коли знаменники в (7) можуть дорівнювати нулю, що свідчить про присутність в даній системі зв'язаних електронних станів. Відповідна умова має вигляд: $r^h e^{2i\phi^e + 2i\phi^h} r^{he} r^{eh} r^e = 1$. Коли $\tilde{d} = 0$, вона суттєво спрощується, і для $\varepsilon \leq \Delta$ ми отримуємо $r^{he} r^{eh} = 1$ або, враховуючи (3), рівняння $-2\arccos(\varepsilon/\Delta) = \pm 2\pi k$, $k = 0, \pm 1, \dots$, рішення якого має вигляд $\varepsilon_b = \pm \Delta$. Цей результат є добре відомим [11], оскільки сингулярність при $V = \pm \Delta/e$ надає пряму інформацію щодо енергетичної щілини Δ .

На рисунку 1 наведено відповідну нормовану $dI(V)/dV$ криву і спектр дробового шуму для N-I-S переходу. Для $\tilde{d} \neq 0$ і нормально-го прошарку сума фаз, накопичених електроном (діркою) та відбитою діркою (електроном), виглядає як $\phi^e + \phi^h = k^e \tilde{d} - k^h \tilde{d} = 4\varepsilon \tilde{d} / (\hbar v_F)$, v_F — ферміївська швидкість. Таким чином, при наявності нормального нанорозмірного шару на поверхні надпровідника енергія зв'язаного електронного стану в N-I-S* структурі визначається модифікованим рівнянням $\varepsilon = (\hbar v_F / 2\tilde{d}) \arccos(\varepsilon / \Delta)$. В тако-

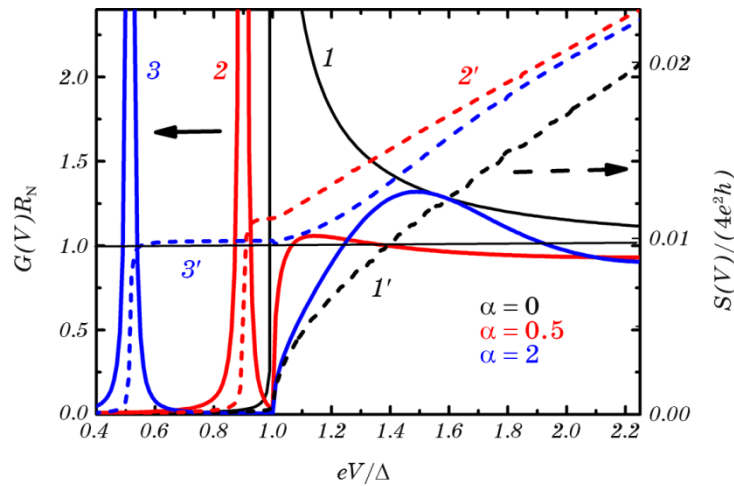


Рис. 1. Залежність нормованої диференціальної провідності $G(V)R_N$ (суцільні лінії) і нормованого дробового шуму $S(V)/(4e^2/h)$ (штрихові лінії) N-I-S* переходів з різною товщиною нормального нанорозмірного шару на поверхні надпровідника, яку характеризує безрозмірний параметр α , що дорівнює 0, 0,5 і 2,0 (1, 2 і 3 криві, відповідно), R_N — опір даного зразка в нормальному стані.

Fig. 1. Dependence of the normalized differential conductance $G(V)R_N$ (solid lines) and the normalized shot noise $S(V)/(4e^2/h)$ (dashed lines) of N-I-S* junctions with normal nanoscale layers on the superconductor surface whose thicknesses are characterized by a dimensionless parameter α equal to 0, 0.5, and 2.0 (1, 2 and 3 curves, respectively), R_N — resistance of the sample in the normal state.

му разі форма транспортних характеристик регулюється параметром $\alpha = 2d\Delta / (\hbar v_F) = \tilde{d} / \xi_n$, де ξ_n задає шкалу довжини, що визначається електронними характеристиками нормального n прошарку та щільною Δ для S електроду.

У більшості традиційних металів, таких як Pb , Sn та ін., ферміївська швидкість v_F порівняно велика, а Δ мала, тому вплив n проша-

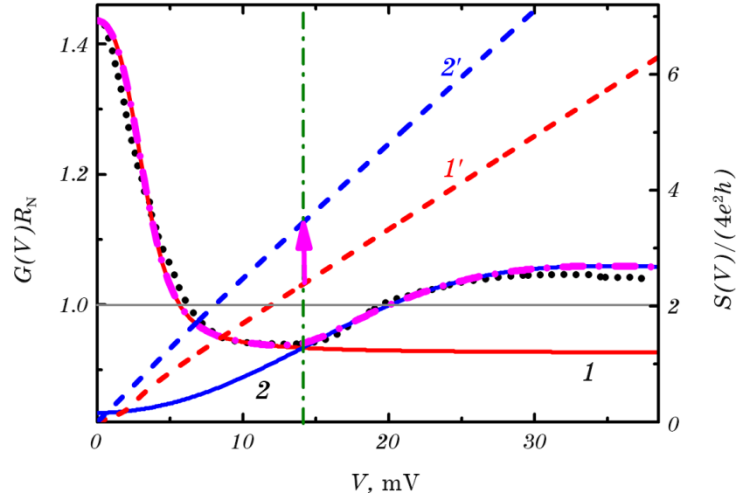


Рис. 2. Порівняння нормованої диференціальної провідності $G(V)R_N$ (суцільні лінії) і нормованого дробового шуму $S(V)/(4e^2/h)$ (штрихові лінії), розрахованих теоретично для $N/c/S_p/I/S$ переходів, з низькотемпературною експериментальною $G(V)R_N$ характеристикою $Pt/c/Al/NiCu/I/NbN$ зразку із роботи [3]. Крива, зображена великими штрихами, плавно з'єднує дві $G(V)$ залежності для $N/c/S^*$ і $N/c/N_p/I/S$ станів гетероструктури, див. текст. Вертикальна штрих-пунктирна лінія вказує на межу між ними, а вертикальна стрілка демонструє очікуваний стрибкоподібний перехід від дробового шуму для першого стану (лінія $1'$) з розрахунковими параметрами $\Delta_1 = 2,51$ меВ, $Z_1 = 0,2$, $\Gamma_1 = 0,43$ меВ до відповідної залежності для другого стану (лінія $2'$) з розрахунковими параметрами $\Delta_2 = 2,74$ меВ, $Z_2 = 1,35$, $\Gamma_2 = 2,6$ меВ.

Fig. 2. Comparison of the normalized differential conductivity $G(V)R_N$ (solid lines) and normalized shot noise $S(V)/(4e^2/h)$ (dashed lines) calculated theoretically for $N/c/S_p/I/S$ junctions with low-temperature experimental $G(V)R_N$ characteristic of a $Pt/c/Al/NiCu/I/NbN$ sample from the work [3]. The curve, shown in large dashes, smoothly connects the two $G(V)$ dependences for $N/c/S^*$ і $N/c/N_p/I/S$ states of the heterostructure, see the text. The vertical dashed line indicates a boundary between them, while the vertical arrow shows expected abrupt transition from the shot noise in the first state (line $1'$) with the parameters $\Delta_1 = 2.51$ meV, $Z_1 = 0.2$, $\Gamma_1 = 0.43$ meV to the corresponding dependence for the second state (line $2'$) with the parameters $\Delta_2 = 2.74$ meV, $Z_2 = 1.35$, $\Gamma_2 = 2.6$ meV.

рку можна спостерігати лише для \tilde{d} порядку десятків нанометрів. Проте у випадку, коли швидкість Фермі мала і одночасно енергетична щільність велика, як у нових надпровідниках з високою температурою критичного переходу T_c , ситуація радикально змінюється. Тоді параметр ξ_n може дорівнювати декільком нанометрів, і відповідна деградація поверхні надпровідника, типова для цих матеріалів, може призвести до суттєвих модифікацій відповідних транспортних характеристик. Рисунок 1 ілюструє цей ефект для переходів N-I-S* типу, де S* = n/S — надпровідник з нормальним покриттям внаслідок його приповерхневої деградації) з різною прозорістю $D = |t^e|^2$ ізолятора.

Порівняння з експериментом. Що стосується тунельних експериментів, які демонструють наявність аномальну поведінку вольт-амперних кривих в районі електричних напруг V порядку $\pm\Delta/e$, то вперше вона спостерігалася ще в 70-х роках минулого сторіччя для зразків на основі перехідних металів, тобто саме таких матеріалів, де можна очікувати порівняно малих значень ξ_n [12]. Мова йде про так зване «коліно», раптове зниження струму низькотемпературних $I(V)$ характеристик S-I-S переходів на основі Nb при напругах трохи вище суттєвого збільшення струму, яке має відповідати сумі енергетичних щільностей для двох надпровідних електродів. Пізніше було встановлено експериментально, що ця аномалія обумовлена наявністю нормального провідного шару на надпровідній плівці ніобію [13–15]. Наступною загадковою особливістю експериментальних вимірів стала так звана структура «пік-занурення-горбик», яка чітко спостерігається на кривих диференціальної провідності контактів на основі BSCCO високотемпературних купратів, див. аналіз літературних і оригінальних даних в дисертаційній роботі [16]. На рисунку 1 ми наводимо дані наших розрахунків, які свідчать про те, що і «коліно», і «пік-занурення-горбик» добре відтворюються чисельними розрахунками для N-I-S* переходів, в яких S*-обкладинка не є однорідною, а являє собою надпровідник S, покритий надтонким (порядку декількох нанометрів) шаром з суттєво подавленими надпровідними параметрами. Окрім того, ми наводимо залежності нормованого дробового шуму $S(V)/(4e^2/h)$ від електричної напруги (штрихові лінії) N-I-S* переходів з різною товщиною нормального нанорозмірного шару на поверхні надпровідника.

4. ДИФЕРЕНЦІАЛЬНА ПРОВІДНІСТЬ І ДРОБОВИЙ ШУМ ТОЧКОВО-КВАНТОВИХ КОНТАКТІВ З НЕОДНОРІДНИМ НАДПРОВІДНИМ ЕЛЕКТРОДОМ

Наведені вище аргументи мають відношення тільки до тунельних гетероструктур, оскільки передбачають відображення від бар'єру всередині деградованого приповерхневого шару з імовірністю, бли-

зькою до одиниці. Тому N/c/S контакти, утворені точковим вістрям з нормального металу з поверхнею такого надпровідника, де c — це звуження, потребують іншого теоретичного підходу. Виміряні для них $G(V)$ криві часто демонструють особливості, які неможливо пояснити за допомогою існуючої теорії, і з цієї причини вони зазвичай ігноруються. Проте відмова від інтерпретації «неадекватних аномалій» в спектрах провідності може спотворити інформацію, вилучену з тих частин $G(V)$ кривих, які відповідають стандартній моделі [6]. Далі ми зосередимо увагу на заглибленнях диференціальної провідності трохи вище очікуваного значення енергетичної щільності, див. рис. 2, де наведено експериментальні дані, отримані в роботі [3] для Pt/c/Al/NiCu/I/NbN зразків, де c — звуження, яке створює точковий контакт між Pt і Al шарами, а I — невисокий бар'єр на NiCu–NbN інтерфейсі. Зауважимо, що систематичне дослідження цих аномалій в транспортних характеристиках точкових контактів між різними комбінаціями N і S металів привело авторів публікації [17] до висновку про небалістичний характер квантового транспорту в них. Нещодавно вони знову привернули увагу завдяки експериментам, метою яких було наведення надпровідності в матеріалах з нетривіальною в топологічному сенсі електронною структурою і які виявили наявність нерівноважних ефектів в приповерхневому шарі S_p надпровідника з індукованою в ньому енергетичною щільністю Δ_p [18].

Теоретична модель для точково-квантових зразків. Для моделювання нерівноважних ефектів, що виникають у прошарку S_p , що входить до складу N/c/ S_p /I/S гетероструктури (N = Pt, S_p = Al/NiCu — приповерхневий шар з наведеною надпровідністю, S = NbN в роботі [3]), припустимо існування двох режимів зарядового транспорту в залежності від величини електричної напруги V , поданої на дану систему. Для $0 < V < V'$ ми маємо N/c/ S^* структуру зі складним надпровідником $S^* = S_p/I/S$, а при $V > V'$ — N*/I/S структуру, де N* = N/c/N_p. Параметр V' має бути знайдено із експериментальної $G(V)$ залежності сполученням двох ділянок, кожна з котрих розраховується за допомогою формул (5), (6), а також співвідношення (7) з постійною уявною частиною в електронній енергії $\varepsilon \rightarrow \varepsilon + i\Gamma$,

$$r^{\text{eh(he)}}(\varepsilon, \Gamma) = (\varepsilon + i\Gamma - h(\varepsilon + i\Gamma)) / \Delta, \quad (7)$$

де Γ — так званий параметр Дайнса, який враховує вплив процесів непружного розсіювання у надпровіднику і визначається умовами підготовки зразка та температурою експерименту. В результаті ми маємо три підгінні параметри для кожної ділянки: Δ_i , Z_i і Γ_i ($i = 1, 2$). Як було зазначено в нашій роботі [3], процедура нормування відповідних даних для тієї частини диференціального спектру, що відповідає нерівності $0 < V < V'$, має враховувати процеси електронного

розсіювання всередині надпровідної $S_p/I/S$ частини пристрою. Якщо так, то константа $G_N = 1/R_N$ в рівнянні (4) має відповідати провідності $N/c/N_p/I/S$ системи, де N_p позначає S_p прошарок, переведений у нормальний стан.

При напрузі вище 14 мВ вимірювана крива $G(V)R_N$ починає зростати в роботі [3], досягає максимуму при значеннях eV , що набагато перевищують величину енергетичної щілини S надпровідника. На нашу думку, така поведінка пов'язана із нерівноважним станом, створеним надлишковими квазічастинками при $V > \Delta_p/e$, рекомбінація котрих суттєво підвищує кількість надлишкових фононів з енергією, більшою за $2\Delta_p$, внаслідок чого зростає ефективна температура S_p прошарку. Це призводить до руйнування надпровідного параметру порядку і виникнення непружного розсіювання значної частини носіїв струму, що означає перехід від повністю когерентного до послідовного транспорту через N_p шар, тобто появу додаткового опору. В такому випадку спектр провідності демонструє зміщення і придушення максимуму, що походить від наявності енергетичної щілини в надпровідному S електроді. На рисунку 2 ми порівнюємо залежність $G(V)$, розраховану таким чином, з експериментальною кривою для $Pt/c/Al/NiCu/I/NbN$ гібридної структури, а також наводимо розрахунки нормованого дробового шуму для двох ділянок, при цьому для $V < V'$ шум відповідає кривій $1'$, а при $V = V'$ має місце стрибкоподібний перехід на криву $2'$.

5. ВИСНОВКИ

Наша мета полягала у виявленні фізичної природи аномальних заглиблень в спектрах диференціальній провідності $G(V)$ багатопарових структур на основі надпровідників. Показано, що причина виникнення таких особливостей полягає у наявності на поверхні надпровідника нанорозмірного шару з повністю або частково придушеним параметром порядку, проте конкретна реалізація різна в тунельних і точково-контактних експериментах. В першому випадку це поява в ньому зв'язаних квантових станів, а в другому — перехід від точкового до тунельного режиму зарядового транспорту внаслідок нерівноважних ефектів, що виникають всередині такого прошарку під впливом достатньо великих вимірювальних струмів. Коректний аналіз $G(V)$ кривих дозволяє, по-перше, встановити дійсну величину енергетичної щілини в надпровіднику, а, по-друге, уникнути можливого спотворення відповідної інформації, вилученої з тих частин спектрів диференціальної провідності, які відповідають стандартній моделі [5], що в деяких випадках може призвести до помилкових висновків, як це було зазначено в роботі [6].

Проте, як показано вище, в кожному конкретному випадку самих $G(V)$ кривих недостатньо для остаточного встановлення приро-

ди аномальних заглиблень в них і коректного аналізу. Одночасні виміри дробового шуму в гетероструктурах, що досліджуються, добре доповнюють інформацію, яку можна отримати зі спектрів диференціальної провідності. Такі комбіновані експерименти дозволили би поставити крапку в давній проблемі «незвичайної» поведінки транспортних характеристик складних систем на основі надпровідників. Остання обставина важлива не тільки з точки зору фундаментальної фізики, наприклад, для переконливого доказу багатощілинної природи надпровідного стану в досліджуваному металі (див. препринт [19]), але й необхідна для подальшого прогресу в конструюванні базових багат шарових елементів нових джозефсонівських переходів (див. огляд [20]) і надпровідних мереж із спрямованим та контрольованим переносом квантової інформації [8]. Зауважимо, що для відокремлення низькочастотних $1/f$ флуктуацій від дробового шуму можна використати, зокрема, методику, запропоновану в роботі [21].

Дослідження виконано в рамках програми фундаментальних досліджень Міністерства освіти і науки України, проект № 0120U102059.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. Y. G. Naidyuk and I. K. Yanson, *Point-Contact Spectroscopy* (Springer: 2005).
2. W.-C. Lee and L. H. Greene, *Rep. Prog. Phys.*, **79**, No. 9: 094502 (2016).
3. S. Volkov, M. Gregor, T. Plecenik, E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, and A. Plecenik, *Appl. Nanosci.* (2021).
4. S. Lee, V. Stanev, X. Zhang, D. Stasak, J. Flowers, J. S. Higgins, S. Dai, T. Blum, X. Pan, V. M. Yakovenko, J. Paglione, R. L. Greene, V. Galitski, and I. Takeuchi, *Nature*, **570**, No. 7761: 344 (2019).
5. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**, No. 7: 4515 (1982).
6. V. Baltz, A. D. Naylor, K. M. Seemann, W. Elder, S. Sheen, K. Westerholt, H. Zabel, G. Burnell, C. H. Marrows, and B. J. Hickey, *J. Phys.: Condens. Matter.*, **21**, No. 9: 095701 (2009).
7. E. Zhitlukhina, I. Devyatov, O. Egorov, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *Nanoscale Res. Lett.*, **11**, No. 1: 58 (2016).
8. E. Zhitlukhina, M. Belogolovskii, and P. Seidel, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **28**, No. 4: 1700205 (2018).
9. E. S. Zhitlukhina, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 9: 1197 (2020) (in Ukrainian).
10. E. S. Zhitlukhina, V. V. Shamaev, and V. P. Bloschchitskyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 9: 1143 (2019) (in Russian).
11. M. Belogolovskii and E. Zhitlukhina, *A Comprehensive Guide to Superconductivity* (Ed. R. Morrow) (New York, Hauppauge: Nova: 2021), Ch. 2.
12. J. E. Nordman and W. M. Keller, *Phys. Lett. A*, **36**, No. 1: 52 (1971).

13. K. Schwidtal, *J. Appl. Phys.*, **43**, No. 1: 202 (1972).
14. F. Dettmann and P. Pertsch, *phys. status solidi (a)*, **52**, No. 1: K17 (1979).
15. S. K. Tolpygo and D. Amparo, *J. Appl. Phys.*, **104**, No. 6: 063904 (2008).
16. T. Geiges, *Tunnelling Experiments in High T_c Superconductors: Intrinsic and Heating Effects* (PhD Thesis) (Lausanne: EPFL: 2005).
<http://infoscience.epfl.ch/record/53669>
17. G. Sheet, S. Mukhopadhyay, and P. Raychaudhuri, *Phys. Rev. B*, **69**, No. 13: 134507 (2004).
18. J. Wiedenmann, E. Liebhaber, J. Kübert, E. Bocquillon, P. Buset, C. Ames, H. Buhmann, T. M. Klapwijk, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B*, **96**, No. 16: 165302 (2017).
19. Z.-Y. Cao, H. Jang, S. Choi, J. Kim, S. Kim, J.-B. Zhang, A. S. Sharbirin, J. Kim, and T. Park, Preprint, arXiv:2103.04070 [cond-mat.supr-con].
<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/2103/2103.04070.pdf>
20. M. Belogolovskii, E. Zhitlukhina, V. Lacquaniti, N. De Leo, M. Fretto, and A. Soso, *Low Temp. Phys.*, **43**, No. 7: 756 (2017).
21. X. D. Wu, B. Dolgin, G. Jung, V. Markovich, Y. Yuzhelevski, M. Belogolovskii, and Ya. M. Mukovskii, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, No. 24: 242110 (2007).