Лекція 21

32. Нерівноважні процеси у надпровідниках

Розглянемо тепер дуже цікаві і незвичайні процеси, які прямо стосуються явища НП і мають при цьому свою специфіку. Мова йде про існування просторових і часових неоднорідностей та їх змін, вивчення яких значно збагачує наші знання про фізику НП. Як відомо, у металах існує ціла низка квазічастинок – електрони, дірки, їх комплекси, а також плазмони, фонони тощо, крім того, усі вони взаємодіють між собою. Безумовно, ці квазічастинки зберігаються і в НП стані. При цьому в умовах нерівноваги картина будь-якого явища значно збагачується, ми починаємо глибше розуміти саме явище, розробляємо більш адекватні його особливостям поняття та уявлення. Не говорячи вже про те, що багато явищ, що протікають в технічно важливих пристроях і приладах, з якими працюють фахівці з інженерною підготовкою, також мають характер встановлення рівноваги або зміни деяких своїх параметрів (в усякому разі, на певних часах своєї роботи).

32.1. *Квазічастинки: електрони та дірки*. Уточним поняття квазічастинок, або елементарних збуджень, у металах. Почнемо з нормальної фази простого однозонного провідника.

Основний стан (тобто стан, коли відсутні будь-які елементарні збудження при $T = 0$) – це такий стан, у якому вільні електрони заповнюють всі комірки (стани) $\mathbf{k}$-простору всередині сфери Фермі, а всі стани зовні цієї сфери є пустими. Внесемо у метал ще один − <u>надлишковий</u> − електрон. Тоді йому нічого робити, як зайняти один із станів з $|\mathbf{k}|>|\mathbf{k}_F|$, а енергія системи збільшиться на величину

$$\frac{\hbar^2}{2m}(\mathbf{k}^2-\mathbf{k}_F^2),$$

де m – ефективна маса електрона. Проте це не таке тривіальне питання, бо фактично мова, по великому рахунку, йде про дві системи – одна з числом електронів N і інша з числом $N+1$, хоча ми розуміємо, що одиниця нічого не варта при $N \sim 10^{22}$.

Зроблене застереження важливе, щоб зрозуміти, яким буде знак енергії збудження у випадку, коли ми, навпаки, забираємо електрон з металу, тобто з одного із станів з $|\mathbf{k}|<|\mathbf{k}_F|$, створивши у металі ***дірку***. Формально, здавалось би, енергія стане меншою на ту ж величину, але з протилежним знаком, тобто

$$-\frac{\hbar^2}{2m}(\mathbf{k}^2-\mathbf{k}_F^2)=\frac{\hbar^2}{2m}(\mathbf{k}_F^2-\mathbf{k}^2)>0.$$

Це так, бо останній стан, без сумніву, є збудженим для системи з $N-1$ частинкою, і якщо вона (система) тепер перейде до свого основного стану, вона має <u>виділити</u> енергію, величина якої дається останньою формулою (фактично частинка із стану на пове-

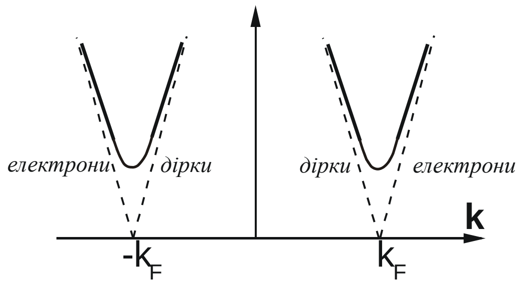

Рис. 21.1

рхні Фермі перейде у більш низький вільний стан). Імпульс такого елементарного збудження – дірки – дорівнюватиме $-\mathbf{k}$, оскільки імпульс усіх електронів під сферою Фермі дорівнює нулеві, а імпульс дірки – це імпульс решти електронів (тобто без забраного). З іншого боку, створення дірки можна зрозуміти і як перехід одного з внутрішніх електронів на поверхню Фермі; тим самим народження дірки в системі з незмінною кількістю частинок також вимагає затрати енергії, а отже енергія цього елементарного збудження, тобто дірки, як і енергія електрону, є позитивною. Більше того, дірка поводить себе подібно саме позитивному заряду, тому і отримала таку свою назву. Спектр металу в нормальній фазі показано прямими лініями (див. рис. 21.1).

У НП ситуація дещо складніша. Його основний стан є корельованим у сенсі утворення парних станів, а хвильова функція є варіаційною і має вигляд

$$\Psi_{gr} = \prod_{\mathbf{q}} [u_{\mathbf{q}} + v_{\mathbf{q}} c_{\uparrow}^{+}(\mathbf{q}) c_{\downarrow}^{+}(-\mathbf{q})] \,|\, vac>,$$

де $|vac>$ – вакуумний (безчастинковий) стан, що визначається умовою $c(\mathbf{k})|vac>=0$, $v_{\mathbf{k}}^2$ – ймовірність (рис. 21.2) заповнення електронами відповідних комірок з утворенням стану $\{\mathbf{q},-\mathbf{q}\}$. Внесемо тепер до НП надлишковий електрон, який заповнить будь-який стан $\mathbf{k}$, причому стан $-\mathbf{k}$ в цьому випадку залишиться вільним. Проте тепер комірка $\mathbf{k}$-простору НП може виявитись як всередині, так і зовні Фермі-сфери, оскільки і в основному стані згідно з поведінкою ймовірності $v_{\mathbf{q}}^2$ комірки навіть з $|\mathbf{k}|<|\mathbf{k}_F|$ залишаються певною мірою – з ймовірністю $u_{\mathbf{k}}^2$ – вільними. В результаті ми приходимо до дуже важливого висновку: електронно-подібна квазічастинка у НП стані може мати модуль свого імпульсу і більший, і менший за модуль імпульсу Фермі.

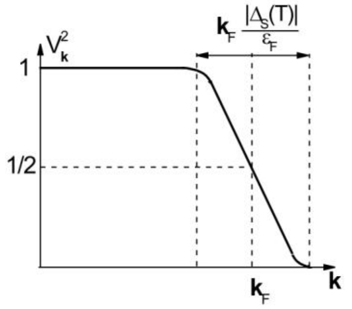

Рис. 21.2

Тотожні міркування придатні і для протилежного випадку створення в НП системі діркового збудження, яке відповідає усуненню з неї електрону. Заберемо, наприклад, електрон із стану $-\mathbf{k}$; тоді в системі залишиться неспарений електрон з імпульсом $\mathbf{k}$. Така квазічастинка веде себе як дірка і зрозуміло, що і тут модуль імпульсу може бути в силу аргументів, наведених вище, як більшим, так і меншим за $|\mathbf{k}_F|$.

Таким чином, у зв’язку з останніми висловлюваннями можна стверджувати, що збудження у НП стані, коли стан $\mathbf{k}$ є зайнятим, $-\mathbf{k}$ – вільним, виявляє властивості і електрону, і дірки одночасно.

Як же їх відрізняти? Лише ймовірностями.

Це прямо випливає з виду хвильової функції Ψ_{gr}, яка в наближенні БКШ правильно відображає структуру основного стану. Якщо заради простоти знехтувати спіновою змінною, то народженню електронноподібного квазічастинкового збудження у стані $\mathbf{k}$ відповідатиме функція

$$\psi_{\mathbf{k}}^{(el)} = c^{+}(\mathbf{k})\Psi_{gr} = u_{\mathbf{k}} c^{+}(\mathbf{k}) \,|\, vac >,$$

а діркоподібного у стані $-\mathbf{k}$ – функція

$$\psi_{-\mathbf{k}}^{(hole)} = c^{+}(\mathbf{k})\Psi_{gr} = v_{\mathbf{k}} c^{+}(-\mathbf{k}) \,|\, vac >.$$

Тобто саме uv-коефіцієнти визначають ймовірності появи відповідних квазічастинок. І видно, що практично електрон може народитися, коли співвідношення між цими коефіцієнтами таке, що $u_{\mathbf{k}} >> v_{\mathbf{k}}$; воно, зокрема, виконується для області $|\mathbf{k}| > |\mathbf{k}_F|$ і $(k-k_F)/k_F >> |\Delta_S(T)|/\varepsilon_F$. Навпаки, народжується майже дірка, коли $|\mathbf{k}| < |\mathbf{k}_F|$ і $(k_F - k)/k_F >> \\ >> |\Delta_S(T)|/\varepsilon_F$, де $v_{\mathbf{k}} >> u_{\mathbf{k}}$. В області ж, де $u_{\mathbf{k}}^2 \approx v_{\mathbf{k}}^2 \simeq 1/2$, взагалі внесок обох типів квазічастинок приблизно рівний і однозначно говорити про тип збудження взагалі неправомірно.

Тим не менш, можна вказати швидкість розповсюдження квазічастинкового збудження у реальному просторі; вона задається формулою для групової швидкості

$$v_{\mathbf{k}}^{QP} = \frac{dE_{\mathbf{k}}}{dp_{\mathbf{k}}} = \frac{1}{\hbar}\frac{dE_{\mathbf{k}}}{d\mathbf{k}}; \quad E_{\mathbf{k}}^2 = \varepsilon^2(\mathbf{k}) + |\Delta_S(T)|^2,$$

яка свідчить, що електронно-подібні та дірко-подібні збудження завжди рухаються у різні сторони, оскільки (див. Лекцію 18) $\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon^{(free)}(\mathbf{k}) - \varepsilon_F$.

32.2. *Заряд квазічастинки*. Вище ми з'ясували вельми незвичайну особливість квазічастинкових збуджень у НП, яка проявляється в їх неоднозначному типі стосовно того, електрони вони чи дірки. А можна сказати і так: будь-яке збудження у НП є одночасно і електроном, і діркою. Власне, вже з явного вигляду боголюбівських операторів це видно напряму, оскільки вони є суперпозицією операторів народження і знищення електрону, що відповідає операторам знищення і народження дірки. Оскільки коефіцієнти uv-перетворення є неперервними функціями хвильового вектору, перехід від електронного типу збудження до діркового відбуватиметься теж неперервно, що наводить на думку, що електричний заряд квазічастинкового збудження у НП виявляється не цілим. Відповідні уявлення виникли лише через 22 роки після створення теорії БКШ, у 1979 р., хоча у них не було сформульовано ані нових понять, ані запропоновано нових явищ. Але нові погляди були прийняті фізичною спільнотою, оскільки виявились наглядними і зручними.

Щоб розібрати це питання, умовимось для визначеності вважати заряд електрону -1; іншою мовою, будемо рахувати заряд у відносних одиницях, тобто спрощено поклавши $e = -1$.

Тепер припустимо, що температура НП $T < T_c$, і в ньому присутні як спарені, так і неспарені електрони (відповідно, "НП частинки" та елементарні збудження). Для обох цих можливостей ймовірності розраховуються по-різному. Якщо мова йде про вільні квазічастинкові збудження, то вони розподілені по станах $\mathbf{k}$-простору згідно з функцією Фермі-Дірака $f_{\mathbf{k}}$, де роль енергії відіграє, як і повинно бути, величина $E_{\mathbf{k}}$. Оскільки ймовірність того, що до народження збудження $\mathbf{k}$-стан залишався вільним, є $u_{\mathbf{k}}^2$, повна ймовірність знайти електрон у цьому стані дорівнює $f_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}^2$. З іншого боку, цей стан вже може бути заповнений електроном НП пари, чому мають відповідати дві інші умови: i) $1 - f_{\mathbf{k}}$ – ймовірність того, що цей стан є вільним від квазічастинки; ii) $v_{\mathbf{k}}^2$ – в ньому ж знаходиться спарений електрон. Тоді повна ймовірність перебування електрону в $\mathbf{k}$-стані складає $(1 - f_{\mathbf{k}}) v_{\mathbf{k}}^2$.

В цілому ж, ймовірність знайти заряд, що відповідає електрону у вибраному $\mathbf{k}$-стані є:

$$Q_{\mathbf{k}} = -[f_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}^2 - (1 - f_{\mathbf{k}}) v_{\mathbf{k}}^2],$$

а повний заряд –

$$Q_{total} = \sum_{\mathbf{k}} Q_{\mathbf{k}} = -\sum_{\mathbf{k}} [f_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}^2 - (1 - f_{\mathbf{k}}) v_{\mathbf{k}}^2].$$

Якщо НП зазнає зовнішній вплив, який викличе зміни

$$f_{\mathbf{k}} \to f_{\mathbf{k}} + \delta f_{\mathbf{k}}; \quad u_{\mathbf{k}}^2 \to u_{\mathbf{k}}^2 + \delta u_{\mathbf{k}}^2; \quad v_{\mathbf{k}}^2 \to v_{\mathbf{k}}^2 + \delta v_{\mathbf{k}}^2,$$

то це позначиться на величині заряду так, що $Q_{total} \to Q_{total} + \delta Q_{total}$, де

$$\delta Q_{total} = -\sum_{\mathbf{k}} [(u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2)\delta f_{\mathbf{k}} + (1 - 2 f_{\mathbf{k}})\delta v_{\mathbf{k}}^2].$$

Перший доданок відповідає зміні вихідного заряду квазічастинок. Більш точно: – ймовірність перебування квазічастинки у $\mathbf{k}$ -стані змінюється на $\delta f_{\mathbf{k}}$, а електричний заряд у цьому стані – на $Q_{\mathbf{k}}\delta f_{\mathbf{k}} \equiv -(u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2)\delta f_{\mathbf{k}}$, звідки випливає, чому дорівнює сам заряд у кожному стані. Тепер згадуючи, що $u_{\mathbf{k}}^2 = [1 + \varepsilon(\mathbf{k}) / E_{\mathbf{k}}]/2$ і $v_{\mathbf{k}}^2 = [1 - \varepsilon(\mathbf{k}) / E_{\mathbf{k}}]/2$ знаходимо, що

$$Q_{\mathbf{k}} = -\frac{\varepsilon(\mathbf{k})}{E_{\mathbf{k}}} = -\frac{\varepsilon(\mathbf{k})}{\sqrt{\varepsilon^2(\mathbf{k}) + E_{\mathbf{k}}^2}}.$$

На рис. 21.3 показана дисперсія квазічастинкових збуджень у НП і зміна їх заряду. В області 1 $Q_{\mathbf{k}}$ близький до +1 (дірка), в області 3 – до –1 (електрон), а в області 2 він плавно змінюється між цими двома його значеннями.

Таким чином, ми дійсно отримали, що заряд квазічастинки у НП може не тільки змінювати свій знак, але й в області |**k**|~|**k**$_F$| бути нецілим.

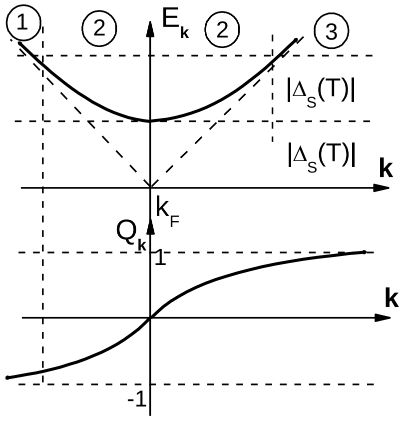

Рис. 21.3

Доволі дивний результат!

Внесемо до НП електрон і помістимо його у стан $\mathbf{k}$. Ми додали до системи заряд -1 (в одиницях e), а у $\mathbf{k}$-стані виявився, насправді, заряд $Q_{\mathbf{k}} \neq -1$. Де ж поділася частина заряду $1 - Q_{\mathbf{k}}$? Заряд же має зберігатися!

Справа у тому, що ця частина, $1 - Q_{\mathbf{k}}$, перейшла до інших спарених електронів, чий заряд дещо зміниться. Ми весь час говоримо про ймовірності, оскільки у НП фазі нема повністю заповнених або повністю пустих станів, тому (і це добре видно з формули для δQ_{total}) відбувається перерозподіл спарених і вільних електронів по різних складових так, щоб задовольнити необхідній умові збереження $\delta Q_{total} = -1$.

Внесення або поява додаткового (надлишкового) заряду у НП досить, як ми могли впевнитися, складний процес. Він складається з кількох етапів; спочатку власне, сам акт внесення, який "запускає" наступні перетворення. Зокрема, можна говорити про такі: новий електрон, що з'явився у стані $\mathbf{k}$, "забирає" собі електрон, що належить конденсату[1], із стану $-\mathbf{k}$ (в останньому випадку також є ймовірності і присутності, і

---

[1]Ми називаємо тут (і робили це інколи раніше) НП електрони *конденсатом*, вважаючи, що вони описуються єдиною хвильовою функцією. Хоча це певною мірою не так. На найнижчому рівні (а саме він відповідає справжньому конденсату) при скінченій T знаходяться не всі пари (тобто бозе-частинки) і частина з них виявляються надконденсатними. Проте і перший, і другі (якщо це пари!) утворюють колектив "НП електронів". Саме тому надконденсатні – зв'язані – пари не є елементарними збудженнями, до яких відносяться лише *вільні* електрони.

відсутності). Створена пара попадає у конденсат, а "решта" НП електрону у $-\mathbf{k}$-стані втрачає партнера і виявляється діркою. Все разом узяте демонструє, наскільки тісний зв'язок існує у НП між конденсатом, надконденсатними бозе-частинками і вільними фермізбудженнями. І будь-які нерівноважності проявляють себе у зміні як $\delta Q_{\mathbf{k}}$ (але не δQ_{total}!), так і різних функцій розподілу, включаючи число частинок у конденсаті.

33. Релаксація заряду квазічастинок

Розглянемо релаксацію заряду у НП та оцінимо її час, тобто час встановлення рівноважного заряду у системі квазічастинок, якщо якесь збурення вивело цей заряд із рівноваги. При цьому ми припускаємо, що кількість квазічастинок залишається незмінним. Тоді елементарним актом релаксації є перехід квазічастинки із одного стану в $\mathbf{k}$-просторі у інше. Проте такий перехід можливий лише за участю (поглинанням або випромінюванням) фононів.

Позначимо час релаксації τ_ε; обернений час τ_ε^{-1} – це, як відомо, частота непружних зіткнень електронів з фононами, яка не залежить від того, у якому – N - або S-стані – знаходиться металічна система.

З підручників відомо, що ця частота

$$\tau_\varepsilon^{-1} = \frac{T}{\hbar}\left(\frac{T}{\Omega_D}\right)^2 .$$

Якщо $T \le T_c$, то це значить, що в цій, близький до переходу, області температур

$$\Delta_S(T) \ll T_c,$$

і виникає питання: чи всі електрон-фононні зіткнення призведуть до релаксації, або розсмоктування, заряду? Щоб пояснити це, ще раз подивимось на рис. 21.4, на якому область 1 відповідає заряду, що близький до $|e|$ (дірка), області 2 – будь-яка величина заряду, області 3 – заряд, близький до $e<0$ (електрон).

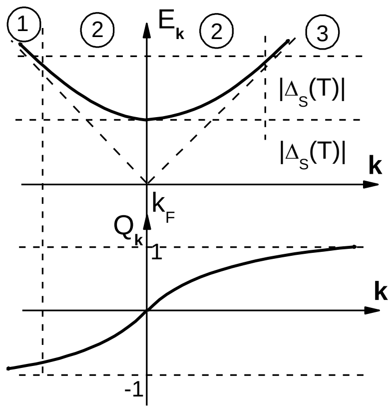

Рис. 21.4

Припустимо, що до зіткнення електрон мав імпульс із області 3 і кінцевий його стан також лежить в цій же області. Тоді зміна заряду, зрозуміло, не відбувається. Подібне можна сказати і стосовно дірки з області 1. Інша справа, коли електрон знаходиться в області 2 – найбільш помітної зміни $Q_{\mathbf{k}}$.

Переходи таких електронів вже можуть призвести до зміни заряду на величину порядку e (мова, повторю, йде про зміну заряду квазічастинки під дією електрон-фононних зіткнень). При вибраній T доля збуджень в області 2 (у порівнянні із загальною їх кількістю) складає $|\Delta_S(T)|/T$ (дійсно $f_\varepsilon \sim (e^{\varepsilon/T}+1)^{-1} \approx$ $\approx [e^{|\Delta_S(T)|/T}+1]^{-1} \approx (1/2)[1-|\Delta_S(T)|/2T]$, де $\varepsilon \sim |\Delta_S(T)|$), оскільки в цій області $|\Delta_S(T)| \le E_{\mathbf{k}} \le 2|\Delta_S(T)|$. Тому частота переходів, що призводять до зміни заряду, складає ту ж частину τ_ε^{-1}, і в цілому можна записати

$$\tau_Q^{-1} \approx \frac{|\Delta_S(T)|}{T}\tau_\varepsilon^{-1} \to \frac{|\Delta_S(T)|}{T_c}\tau_\varepsilon^{-1},$$

де додатково припущено, що $T_c - T \ll T_c$. Звідки випливає, що шуканий час

$$\tau_Q \approx \frac{T_c}{|\Delta_S(T)|}\tau_\varepsilon$$

і навіть прямує до безмежності, $\tau_\varepsilon \to \infty$, коли $|\Delta_S(T)| \to 0$.

І справді, прямими експериментами продемонстровано, що у НП поблизу точки переходу заряд релаксує дуже повільно, на 3-4 порядки повільніше, ніж у тому ж металі в його нормальному стані.

34. Андреєвське відбиття

Закінчимо наш курс розглядом дуже незвичайного явища, що носить ім’я російського вченого О.Ф. Андреєва, який належить до школи Л.Д. Ландау. Воно стосується такого процесу, як перетворення *N*-струму в *S*-струм. Як правило, це відбувається на різних *NS*-границях, коли тече струм з області (металу), що знаходиться у нормальному (надпровідному) стані, в область, що знаходиться у надпровідному (нормальному) стані.

Домовимося спочатку, що ми розуміємо під означенням “границя” (інколи кажуть “інтерфейс”). В найбільш прямому фізичному смислі – у НП це не різкий перехід, а деяка розмита ділянка, в якій параметр порядку, тобто щілина $|\Delta_S(T)|$, змінюється від свого максимального значення десь в глибині S-стану до нуля у N-металі. Такою може бути і область між N- та S-фазами у проміжному стані, і на границі NS-границі між НП і нормальним металами в умовах ефекту близькості тощо. Зрозуміло, що така зміна відбуватиметься на довжині когерентності $\sim \xi_S$. Саме таку перехідну область досить плавної зміни величини параметра порядку і прийнято називати NS-границею. При цьому, незважаючи на плавність переходу, відповідні фізичні величини можуть просторово змінюватися досить швидко, як правило, це має експоненціальний характер.

Якщо ж припустити, що температура T не дуже далека від T_c, то і ξ_S буде великою (тобто така границя виявиться досить широкою). Нас буде цікавити, що відбуватиметься з електроном нормальної фази, енергія якого менша за $|\Delta_S(T)|$, коли він пересувається вздовж осі x на NS-границю з боку N-металу. Зобразимо це на рисунку 21.5 графічно.

По мірі наближення до НП області електрон все більше починає відчувати присутність щілини. Спочатку остання мала, так що електронно-подібна частинка НП, у яку перетворюється чистий електрон, матиме енергію $E_{\mathbf{k}}$, що практично співпадає з енергією вільного електрону $\varepsilon(\mathbf{k})$. При цьому $|\mathbf{k}|>|\mathbf{k}_F|$, $\varepsilon(\mathbf{k}) \gg |\Delta_S(x)|$, і тому $u_{\mathbf{k}}^2 \gg v_{\mathbf{k}}^2$, і ми замінили на ри-

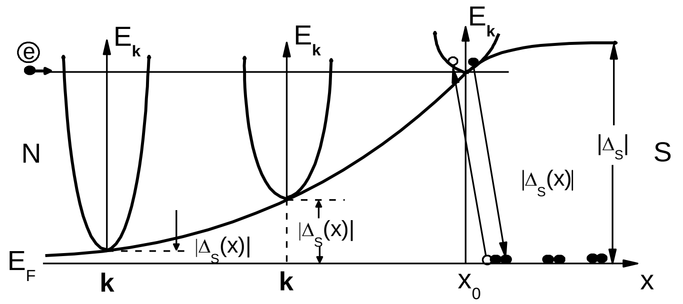

Рис. 21.5

сунку неважливий і незмінний для щілини в даному випадку аргумент T на суттєву змінну, якою є координата x, вздовж якої за припущенням відбувається рух електрону.

У наступний момент цього руху в бік НП області, в іншій точці, щілина підросте, заряд відповідно дещо зменшиться, а імпульс стане ближче до імпульсу Фермі. Останнє може викликати подив – чому? Але треба прийняти до уваги, що рух відбувається у неоднорідному середовищі, отже імпульс не є інтегралом руху, або величиною, що зберігається. Енергія ж $E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\varepsilon^2(\mathbf{k}) + |\Delta_S(x)|^2}$, навпаки, зберігатися може, тому зростання $|\Delta_S(x)|$ викличе відповідне зменшення внеску від $\varepsilon(\mathbf{k})$. Заряд і різниця $\mathbf{k} - \mathbf{k}_F$ поступово дійдуть до нуля, коли електронно-подібне збудження досягне деякої точки x_0, в якій $E_{\mathbf{k}} = |\Delta_S(x_0)|$, тобто $\varepsilon(\mathbf{k}) = 0$, або $\mathbf{k} = \mathbf{k}_F$. Це, в свою чергу, означає, що там, де $\mathbf{k} = \mathbf{k}_F$, частинка матиме нульову групову швидкість $dE_{\mathbf{k}} / d\mathbf{k}$ і згідно з формулою $Q_{\mathbf{k}} = \varepsilon(\mathbf{k}) / E_{\mathbf{k}}$, заряд $Q_{\mathbf{k}_F}$.

В цій точці x_0 відбувається відбиття від границі, і збудження переходить на ліву, діркову, вітку спектра елементарних збуджень. Його групова швидкість тепер направлена вліво; іншою мовою, з боку S -фази в N -метал рухається збудження з <u>протилежним</u> знаком заряду. Але рух такого заряду наліво еквівалентний рухові заряду іншого знаку направо. І таким чином ми приходимо до висновку, що електрон увійшов у НП область, а у метал повернулася дірка, тобто відбувся просторовий переніс заряду.

Проте ми маємо зробити певні застереження. По-перше, нема ніякого зовнішнього джерела, тому загальна кількість електронів зберігається, а поява дірки нетривіальна саме з причини несхідчастого характеру розподілу електронів по імпульсах. По-друге, зміна імпульсу внаслідок неоднорідності простору (присутність границі, що призводить до відбиття). По-третє, на довжині $\sim \xi_S$ ефект близькості обумовлює те, що навіть N -метал набуває рис надпровідника і динаміка квазічастинок у ньому стає більш складною.

Всі ці процеси і явища розглянув у 1964 р. молодий тоді московський вчений О.Ф. Андреєв. Він теоретично показав, що зміна заряду квазічастинки у металі поблизу НП області вказує, що у процес переносу струму залучається конденсат. При цьому заряд передається конденсату. Фізично це означає, що налітаюча на NS-границю з N -металу квазічастинка знаходить собі партнера, у парі з яким стає конденсатною, а дірка повертається у метал. Цей ефект добре спостерігається і отримав назву *андреєвське відбиття*.

Вище ми торкнулися лише випадку переходу частинки з нормальної області в НП область, коли вихідна енергія $E_{\mathbf{k}} < |\Delta_S(T)|$ і всі перетворення відбуваються на відстанях, як ми говорили, $\sim \xi_S$. У протилежному випадку $E_{\mathbf{k}} > |\Delta_S(T)|$ проникнення частинки у НП проходить більш просто, зміна заряду (в усякому разі, його знаку) майже не відбувається, а довжини набагато перевищують довжину когерентності.

Ми зупинилися на цьому явищі, щоб завершуючи лекції, ще раз продемонструвати, наскільки незвична картина супроводжує існування у металах та сплавах електронної НП підсистеми, що складається з спарених і неспарених електронів. Розгляд більш складних явищ, що стосуються андреєвського відбиття та НП в цілому, можна знайти у інших, в тому числі рекомендованих, підручниках та монографіях.