## ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР ім Б.І. ВЄРКІНА НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Вєркіна Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова

праця на правах рукопису

Лега Олександр Олександрович

УДК 538.945, 538.915, 538.975

## **ДИСЕРТАЦІЯ**

# НЕСТАЦІОНАРНІ ПРОЦЕСИ В ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНИХ НАДПРОВІДНИХ СТРУКТУРАХ В НАДВИСОКОЧАСТОТНОМУ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛІ

104 – «Фізика та астрономія»

10 – Природничі науки

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне

джерело \_\_\_\_\_ О.О. Лега.

Наукові керівники:

Ляхно Валерій Юрійович, кандидат технічних наук

Шевченко Сергій Миколайович, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2024

#### АНОТАЦІЯ

*Лега О. О.* Нестаціонарні процеси в просторово-неоднорідних надпровідних структурах в надвисокочастотному електромагнітному полі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія (галузь знань 10 – Природничі науки). — Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Вєркіна Національної академії наук України, Харків, 2024.

В дисертаційній роботі представлено результати експериментальних досліджень нестаціонарних процесів в просторово-неоднорідних надпровідних структурах в надвисокочастотному (НВЧ) електромагнітному полі.

У вступі коротко обґрунтовано актуальність теми дисертації, визначено мету та основні завдання дослідження, також об'єкт, предмет та методи дослідження. Сформульовано наукову новизну та практичне значення отриманих результатів. Наведено відомості про публікації, особистий внесок здобувача та апробацію результатів дисертації. Також приведені відомості про структуру та обсяг дисертаційної роботи.

Розділ 1 присвячено огляду та аналізу літератури за темою дисертації. В цьому розділі розглянуто основні явища, які виникають у надпровідних структурах.

Проведено аналіз низки структур та елементів сучасної низькотемпературної електроніки, які є предметом дослідження дисертаційної роботи, а саме – тонкі надпровідні плівки, надпровідні спіральні резонатори та надпровідні квантові інтерференційні детектори (НКВІДи, SQUID Superconducting \_ Quantum Device). Interference Продемонстровані обмеження, які виникають при використанні таких структур, зокрема проблема розподілу надпровідних струмів, особливості формування резистивних і нормальних станів у надпровідних плівках та поведінка НКВІДів. Окремо обговорено проблеми одного із найбільш актуальних застосувань елементів надпровідних резонуючих структур, а саме – для створення електромагнітних метаматеріалів.

Обговорено основні мікроскопічні методи дослідження надпровідних структур. Особлива увага приділена методу лазерної скануючої мікроскопії та особливостям його застосування в області низьких температур – низькотемпературній лазерній скануючій мікроскопії (НТЛСМ).

Розділ 2 присвячено експериментальному дослідженню особливостей переходу тонкоплівкових надпровідників у нормальний стан. За допомогою методу НТЛСМ показано, що під впливом постійного транспортного струму та електромагнітного НВЧ випромінювання в процесі переходу до нормального стану надпровідник проходить проміжний нестабільний і нерівноважний резистивний стан, який характеризується утворенням ліній проковзування фази (ЛПФ) з подальшим утворенням нормальних локалізованих доменів (НЛД). Таким чином, за допомогою експерименту було з'ясовано, що спільна дія НВЧ поля та постійного струму на надпровідну тонкоплівкову структуру не є адитивною. У сильних електромагнітних НВЧ полях, що руйнують надпровідність, виникають і множаться дискретні НЛД, локалізовані на розмірі ЛПФ, які їх породили, що не призводить до зміни форми вольт-амперних характеристик (ВАХ). На жаль, стандартний підхід вивчення переходів надпровідників в нормальний стан за допомогою ВАХ не може розкрити всі деталі цього процесу. Тому перевагою використання методу НТЛСМ є візуалізація досліджуваних явищ і структур, що розкриває нові деталі станів надпровідника, тобто утворення стабільних нормальних структур – НЛД на місці утворених ЛПФ. Зокрема, криві ВАХ можуть вказати лише на існування ЛПФ або НЛД, але не на розташування цих структур у надпровіднику, що також можливо побачити за допомогою методу НТЛСМ.

Показано, що процес проковзування фази притаманний не тільки квазіодновимірним надпровідним каналам, а й 2D і 3D надпровідним структурам. На прикладі двовимірної структури зі змінним значенням перерізу – місток Даєма – методом НТЛСМ проведено візуалізацію утворення ЛПФ, які формуються у вигляді дуг концентричних кіл.

**Розділ 3** присвячено дослідженню розподілу надпровідних екрануючих струмів у надпровідному спіральному резонаторі. Дане дослідження особливо важливе для розуміння можливості застосування надпровідних спіральних резонаторів для побудови електромагнітних метаматеріалів, оскільки їх особливості головним чином залежать від резонансних характеристик метаатомів.

Продемонстровано новий метод візуалізації просторового розподілу струмів у об'ємі надпровідних спіральних резонаторів. Запропоновано та розроблено режим низькотемпературного лазерного скануючого мікроскопа ДЛЯ отримання інформації щодо фази надпровідних екрануючих струмів, тобто їх напрямку в надпровіднику. Фазочутливий контраст досягається за рахунок синхронізації модульованого по інтенсивності лазерного випромінювання з резонансними гармоніками НВЧ-сигналу, що проходить через зразок. У цьому випадку втрати, індуковані лазерним променем в області, що освітлюється, будуть сильно залежати від локальної різниці фаз між ВЧ-несучим сигналом і просторово-часової структурою сфокусованого лазерного коливання. Такий підхід усуває апаратні обмеження існуючої методики радіочастотної мікроскопії та виводить режим фазочутливої демодуляції на рівень, необхідний для вивчення фізики надпровідних метаматеріалів.

За допомогою нефазочутливого, «скалярного», режиму НТЛСМ з'ясовано, що на високих модах стоячих хвиль розподіл надпровідних струмів стає анізотропним, що вказує на те, що резонатор перестає поводити себе як зосереджений елемент та унеможливлює його використання в якості структурних елементів метаматеріалів на заданих частотах. В фазочутливому режимі експериментально досліджено розподіл струмів для перших декількох мод стоячих хвиль у спіральному резонаторі та показано напрямок їх розповсюдження в зразку.

В Розділі 4 проведено аналіз впливу НВЧ електромагнітного поля на амплітудно-частотні характеристики високочастотного ВЧ НКВІДу, а також проведено експериментальну перевірку.

Показано, що при низькому значенні критичного струму в джозефсонівському контакті ВЧ НКВІДу, а отже і параметра  $\beta_L$ , поведінка ВЧ НКВІДу добре узгоджується з аналітичною теоретичною моделлю. Для дослідження впливу НВЧ поля на поведінку ВЧ НКВІДу використовувалася базова схема роботи пристрою, за якої інтерферометр індуктивно пов'язаний з резонансним контуром, що збуджується ВЧ-струмом з частотою, близькою до резонансної частоти контуру. Показано, що параметр  $\beta_L$ , який визначає гістерезисний або безгістерезисний режими роботи пристрою, може бути ефективно налаштований на потрібне значення шляхом впливу високочастотного поля певної амплітуди і частоти, значно вищої за резонансну частоту контуру. Результати експериментального дослідження підтвердили можливість переведення ВЧ НКВІДу із гістерезисного режиму у режим, формально схожий на безгістерезисний та показали значне збільшення коефіцієнту перетворення та чутливості ВЧ НКВІДу за таких налаштувань.

Зазначимо, що результати дисертаційної роботи мають досить актуальне практичне та наукове значення, оскільки розширюють наявні уявлення про особливості утворення нестаціонарних станів у просторово-неоднорідних надпровідних структурах у НВЧ полі. Зокрема, створюють основу для розробки нової концепції дослідження фазових характеристик НТЛСМ-відгуку двомірних магнітних метаматеріалів. В тому числі, результати дослідження тонкоплівкових надпровідників дозволяють розширити уявлення про особливості переходу до нормального стану, а за допомогою методу НТЛСМ можна візуалізувати розвиток нормального стану в надпровідних структурах. Показано можливість керування ефективним параметром  $\beta_L$  ВЧ НКВІДу, а, відповідно, і значенням критичного струму Джозефсонівського контакту. Це дозволяє нівелювати розкид струмів, які виникають в джозефсонівських переходах, що складаються, наприклад, з двозонних надпровідників і високотемпературних надпровідників у нових ВЧ НКВІДах. Більш того, завдяки запропонованим параметрам спостерігається значне збільшення коефіцієнта перетворення та чутливості ВЧ НКВІДу.

Ключові слова: надпровідність, надпровідник, НВЧ поле, резистивний стан, лінія проковзування фази, низькотемпературна лазерна скануюча мікроскопія, метаматеріал, спіральний резонатор, локалізований нормальний домен, ВЧ НКВІД, гістерезисний і безгістерезисний режими, електромагнітне поле, джозефсонівський перехід, керування критичним струмом, коефіцієнт перетворення.

#### ABSTRACT

*Leha O.O.* Nonstationary Processes in Spatially Inhomogeneous Superconducting Structures in Electromagnetic Microwave Fields. – Qualification scientific work printed as manuscript.

Thesis for the degree of Doctor of Philosophy in Speciality 104 – Physics and Astronomy (Field of Knowledge 10 – Natural Sciences). — B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2024.

The thesis presents the results of experimental studies on non-stationary processes in spatially inhomogeneous superconducting structures under microwave (MW) electromagnetic fields.

The introduction briefly substantiates the relevance of the thesis topic and defines the research goals and main objectives, as well as the object, subject, and methods of research. The scientific novelty and practical significance of the obtained results are formulated. Information about publications, the personal contribution of the researcher, and the approbation of the thesis results are provided. The structure and volume of the thesis are also described.

**Chapter 1** is dedicated to the review and analysis of literature on the thesis topic. This chapter examines the main phenomena that occur in superconducting structures. An analysis of several structures and elements of modern low-temperature electronics, which are the subject of the thesis research, is conducted, namely thin superconducting films, superconducting helical resonators, and superconducting quantum interference devices (SQUIDs). The limitations that arise when using such structures are demonstrated, including the problem of superconducting films, and the behavior of SQUIDs. Separate attention is given to the problems of one of the most relevant applications of superconducting resonant structure elements, namely, the creation of electromagnetic metamaterials.

Key microscopic methods for studying superconducting structures have been discussed. Special attention is given to the laser scanning microscopy method and its application features in the low-temperature region – low-temperature laser scanning microscopy (LTLSM).

**Chapter 2** is dedicated to the experimental study of the transition features of thinfilm superconductors to the normal state. Using the LTLSM method, it is shown that under the influence of a constant transport current and electromagnetic microwave radiation, the superconductor goes through an intermediate unstable and nonequilibrium resistive state during the transition to the normal state, characterized by the formation of phase slip lines (PSLs) followed by the formation of normal localized domains (NLDs). Thus, the experiment revealed that the combined effect of microwave radiation and constant current on the superconducting thin-film structure is not additive. In strong electromagnetic microwave fields that destroy superconductivity, discrete NLDs arise and multiply, localized at the size of the PSLs that generated them, which does not lead to a change in the shape of the current-voltage characteristics (I-V characteristics). Unfortunately, the standard approach to studying superconducting transitions to the normal state using I-V characteristics cannot reveal all the details of this process. Therefore, the advantage of using the LTLSM method is the visualization of the phenomena and structures under study, revealing new details of the superconducting states, namely, the formation of stable normal structures - NLDs at the location of the formed PSLs. Specifically, I-V characteristics curves can only indicate the existence of PSLs or NLDs, but not their location within the superconductor, which can be visualized using the LTLSM method.

It is shown that the phase slip process is inherent not only to quasi-one-dimensional superconducting channels but also to 2D and 3D superconducting structures. Using the example of a two-dimensional structure with variable cross-section - the Dayem bridge - the LTLSM method was used to visualize the formation of PSLs, which are formed in the shape of arcs of concentric circles.

Chapter 3 is dedicated to the study of the distribution of superconducting screening currents in a superconducting spiral resonator. This research is particularly

important for understanding the potential application of superconducting spiral resonators in the construction of electromagnetic metamaterials, as their characteristics mainly depend on the resonant properties of meta-atoms.

A new method for visualizing the spatial distribution of currents within superconducting spiral resonators has been demonstrated. A mode for a low-temperature laser scanning microscope has been proposed and developed to obtain information about the phase of the superconducting screening currents, i.e., their direction in the superconductor. Phase-sensitive contrast is achieved by synchronizing the modulated intensity of the laser radiation with the resonance harmonics of the microwave signal passing through the sample. In this case, the losses induced by the laser beam in the illuminated area will strongly depend on the local phase difference between the RF carrier signal and the spatiotemporal structure of the focused laser oscillation. This approach eliminates the hardware limitations of the existing radio-frequency microscopy method and advances the phase-sensitive demodulation mode to a level necessary for studying the physics of superconducting metamaterials.

Using the non-phase-sensitive, "scalar," mode of the low-temperature laser scanning microscope (LTSLM), it was found that at higher standing wave modes, the distribution of superconducting currents becomes anisotropic, indicating that the resonator ceases to behave as a lumped element and cannot be used as structural elements of metamaterials at given frequencies. In the phase-sensitive mode, the distribution of currents for the first few standing wave modes in the spiral resonator was experimentally studied, and the direction of their propagation in the sample was shown.

**Chapter 4** analyzes the influence of the microwave electromagnetic field on the amplitude-frequency characteristics of a high-frequency RF SQUID, as well as an experimental verification.

It has been shown that with a low critical current value in the Josephson junction of the RF SQUID, and thus a low  $\beta_L$  parameter, the behavior of the RF SQUID is well aligned with the analytical theoretical model. To study the influence of the microwave field on the behavior of the RF SQUID, a basic operating scheme of the device was used, in which the interferometer is inductively coupled to the resonant circuit, excited by an RF current with a frequency close to the resonant frequency of the circuit. It has been shown that the  $\beta_L$  parameter, which determines the hysteretic or non-hysteretic modes of operation of the device, can be effectively tuned to the desired value by exposing the device to a high-frequency field of a certain amplitude and frequency, significantly higher than the resonant frequency of the circuit. The experimental results confirmed the possibility of switching the RF SQUID from a hysteretic mode to a formally nonhysteretic mode and showed a significant increase in the conversion coefficient and sensitivity of the RF SQUID under such settings.

Note that the results of the thesis work are quite relevant both practically and scientifically, as they expand the existing understanding of the features of the formation of non-stationary states in spatially inhomogeneous superconducting structures in microwave fields. In particular, the findings provide a foundation for developing a new concept for studying the phase characteristics of LTLSM-response in two-dimensional magnetic metamaterials. Additionally, the results of thin-film superconductor studies allow for a better understanding of the transition to the normal state, and using the LTLSM method, the development of the normal state in superconducting structures can be visualized. It has been shown that it is possible to control the effective parameter  $\beta_L$  of the RF SQUID, and accordingly, the value of the critical current of the Josephson junctions made, for example, from two-band superconductors and high-temperature superconductors in new RF SQUIDs. Moreover, thanks to the proposed parameters, a significant increase in the conversion coefficient and sensitivity of the RF SQUID is observed.

**Keywords**: superconductivity, superconductor, microwave, resistive state, phase slip line, low-temperature laser scanning microscopy, metamaterial, spiral resonator, localized normal domain, RF SQUID, hysteretic and non-hysteretic regimes, electromagnetic field, Josephson junction, critical current control, conversion coefficient.

### СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні результати дисертації:

- A. A. Leha, A. P. Zhuravel, A. Karpov, A. V. Lukashenko and A. V. Ustinov, "Phase-resolved visualization of radio-frequency standing waves in superconducting spiral resonator for metamaterial applications", *Low Temp. Phys.*, vol. 48, no. 2, pp. 104–112, 2022, Q3
  - DOI: 10.1063/10.0009288
- O. G. Turutanov, A. G. Sivakov, A. A. Leha, A. S. Pokhila, A. E. Kolinko and M. Grajcar, "Some aspects of the resistive-to-normal state transition caused by direct and microwave currents in superconducting thin films with phase slip lines", *Low Temp. Phys.*, vol. 50, no. 4, pp. 289–298, 2024, Q3 DOI: 10.1063/10.0025294
- V. I. Shnyrkov, V. Yu. Lyakhno, O. A. Kalenyuk, D. G. Mindich, O. O. Leha, A. P. Shapovalov, "Control of the effective value of the critical current of the RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field", *Low Temp. Phys.*, vol. 50, no. 6, pp. 497–501, 2024, Q3

DOI: 10.1063/10.0026089

Наукові праці, які засвідчують апробацію результатів:

- A.A. Leha, A.P. Zhuravel, A. Karpov, A.V. Lukashenko, A.V. Ustinov, "Phase-Resolved Visualization of Radio Frequency Standing Waves in Superconducting Spiral Resonator for Metamaterial Applications", II International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021" (CM&LTP 2021), 6-12 June, 2021, Kharkiv, Ukraine, Abstracts, p. 227 (2021).
- A.A. Leha, A.P. Zhuravel, A. Karpov, A.V. Ustinov, "Phase Sensitive Imaging of Microwave Signal Propagation in Superconducting Metamaterials", 2021 IEEE 11<sup>th</sup>

International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021), 5-11 September, 2021, Odesa, Ukraine, Poster.

- A.A. Leha, A.P. Zhuravel, A.V. Ustinov, "Technological Limitations and Performances of Superconducting Metamaterial: Laser Scanning Microscopy Analysis", III International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2023" (CM&LTP 2023), 5-11 June, 2021, Kharkiv, Ukraine, Online, Abstracts, p.227 (2023).
- V.I. Shnyrkov, V.Yu. Lyakhno, O.G. Turutanov, O.O. Leha, "Control of the effective value of β<sub>L</sub> parameter in an RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field", IV International Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2024" (CM&LTP 2024), 3-7 June, 2024, Kharkiv, Ukraine, Online, Abstracts, p. 235 (2024).
- 8. V. Yu. Lyakhno, O. G. Turutanov, O. O. Leha, "Control of the effective value of  $\beta_L$  parameter in an RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field for application in RF-SQUID based metamaterials", XII International Conference "Nanotechnologies and Nanomaterials" (NANO-2024), 24-28 August, 2024, Uzhhorod, Ukraine, Abstracts.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ 16
ВСТУП 17
РОЗДІЛ 1 ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНІ НАДПРОВІДНІ СТРУКТУРИ ТА
МЕТОДИ ЇХ ДОСЛІДЖЕННЯ 23
1.1. Надпровідність
1.2. Ефект Джозефсона та Джозефсонівські контакти
1.2.1. Модель джозефсонівского контакту, шунтованого опором і ємністю 29
1.2.2. Надпровідні квантові інтерферометри (НКВІДи) 30
1.3. Резистивні стани у надпровідних тонких плівках
1.4. Метаматеріали 42
1.4.1. Надпровідні спіральні резонатори в метаматеріалах
1.4.2. ВЧ НКВІД як метаатом метаматеріалу 46
1.4.3. Поведінка масиву НКВІДів у метаматеріалі 47
1.5. Методи дослідження надпровідникових структур. Низькотемпературна
лазерна скануюча мікроскопія 50
1.5.1. Формування фотовідгуку НТЛСМ при скануванні надпровідників 53
1.5.2. Фотоіндукований відгук на лазерне опромінення 55
1.5.3. Режими НТЛСМ контрастів
Висновки до розділу 1
РОЗДІЛ 2 ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗИСТИВНИХ СТАНІВ НАДПРОВІДНИХ
ПЛІВОК
2.1. ЦПФ і ЛПФ, як механізм розвитку резистивного стану у надпровідних
плівках
2.2. Надпровідний перехід широких надпровідних плівок

2.3. Формування ЦПФ та ЛПФ у НВЧ полях	)
2.4. Резистивні стани у плівках зі змінним перерізом	7
Висновки до розділу 2	)
РОЗДІЛ З ВІЗУАЛІЗАЦЯ СТОЯЧИХ ХВИЛЬ У СПІРАЛЬНОМУ	
НАДПРОВІДНОМУ РЕЗОНАТОРІ. ФАЗОЧУТЛИВИЙ РЕЖИМ ЛСМ 81	1
3.1. Спіральний надпровідниковий резонатор	l
3.2. Експериментальне дослідження розподілу надпровідних струмів.	
Фазочутливий метод ЛСМ 84	1
3.2.1 Вимірювання резонансних частот спірального резонатора	1
3.2.2. Лазерна скануюча мікроскопія надпровідних спіральних резонаторів.	
Формування мікрохвильового фотовідгуку	5
3.2.3. Детектування профілів стоячих хвиль у нефазочутливому та	
фазочутливому режимах ЛСМ90	)
Висновки до розділу 3 101	l
РОЗДІЛ 4 АНАЛІЗ ВПЛИВУ ЗБУДЖУЮЧОГО ВИСОКОЧАСТОТНОГО	
ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ПАРАМЕТРИ ВЧ НКВІДУ 102	2
4.1. ВЧ НКВІД у НВЧ полі 102	2
4.2. Модель ВЧ НКВІДу 105	5
4.3. Теоретична модель впливу зовнішнього НВЧ поля на характеристики ВЧ	
НКВІДу108	3
4.4. Експериментальне підтвердження впливу НВЧ поля на основний параметр	
$\beta_L$ ВЧ НКВІДу	)
Висновки до розділу 4 114	1
ВИСНОВКИ115	5
Бібліографія118	3
ДОДАТОК А Список публікацій здобувача за темою дисертації 141	l

ЛОЛАТОК Б	Віломості про а	пробацію рез	ультатів лис	ертації	
додинокв	Digomoeninpoe	mpooudito pes	yndraind diio	Фрици	

### ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

- ЛСМ лазерна скануюча мікроскопія
- НТЛСМ низькотемпературна лазерна скануюча мікроскопія
- ВТНП високотемпературні надпровідники

ФВ – фотовідгук

- $\Pi\Pi\Phi$  лінія проковзування фази
- ЦПФ центр проковзування фази
- НЛД нормальний локалізований домен
- НВЧ надвисокочастотне
- ВЧ НКВІД високочастотний надпровідний квантовий інтерференційний детектор
- ВАХ вольт-амперна характеристика
- РКР розрізний кільцевий резонатор
- PR photoresponse (фотовідгук)
- $\beta_{\scriptscriptstyle L}$  параметр нелінійності НКВІДу
- *T<sub>c</sub>* критична температура руйнування надпровідності
- λ глибина проникнення магнітного поля в надпровідник
- Δ енергія зв'язування куперівської пари
- $\xi$  довжина когерентності

## ВСТУП

#### Обґрунтування актуальності теми дослідження.

Дослідження електродинамічних нестаціонарних процесів мікроскопічного формування та просторового перетворення структури мікрохвильового відгуку надпровідними матеріалами, приладами і системами є фундаментальною проблемою фізики надпровідності та більшості її прикладних аспектів. Практична актуальність цієї проблеми зумовлена перспективою використання надпровідних мікросхем в якості базових елементів для кріогенної електроніки нового покоління. Зокрема для квантової метрології, квантового обчислення, надчутливих детекторів, магнітометрів та штучних атомів – так званих мета-атомів в двовимірному середовищі площинних метаматеріалів.

Запропоноване дослідження пов'язане 3 вивченням впливу електромагнітного НВЧ поля на надпровідні структури. Зокрема, особливий інтерес викликають структуровані надпровідні тонкі плівки, спіральні резонатори та ВЧ НКВІДи. В тонких плівках процес руйнування надпровідності під впливом транспортного струму і НВЧ поля супроводжується розвитком нестаціонарних, і здебільшого нелінійних процесів. Надпровідні спіральні резонатори в першу чергу цікаві можливістю застосування в метаматеріалах, що вимагає вивчення НВЧ електродинаміки таких структур. Також, резонаторні структури використовують у побудові систем зчитування різноманітних високочутливих детекторів. Завдяки можливості використання індуктивного зв'язку з контуром одноконтактного (ВЧ) НКВІДу такі системи стали одним з пріоритетних напрямків розвитку квантової електроніки з особливою нелінійністю. Насамперед, ВЧ НКВІД може становити систему з квантованими енергетичними рівнями типу потокового кубіту чи кутріту. Або бути задіяним у схемах зчитування у детекторах квантового рівня чутливості. Так само ВЧ НКВІДи можуть бути окремим складовим елементом мета матеріалу. Тож керування параметрами роботи НКВІДу та пристосуванням його характеристик до нагальних потреб у конкретному пристосуванні завдяки

накладанні допоміжного НВЧ поля є актуальними питаннями, які постають перед вченими.

Для вивчення складних електродинамічних процесів в надпровідниках було використано метод низькотемпературної лазерної скануючої мікроскопії та метод індуктивного вимірювання амплітудно-частотних характеристик ВЧ НКВІДу резонансним методом. Зокрема, вперше продемонстрована методика вивчення просторового розподілу фазових характеристик мікрохвильових струмів у надпровідниках.

#### Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертацію виконано в Фізико-технічному інституті низьких температур ім. Б.І. Вєркіна НАН України в рамках тематичного плану ФТІНТ ім. Б.І. Вєркіна НАН України за відомчими тематиками:

"Надпровідні і мезоскопічні мікроструктури та прилади сучасної квантової електроніки на їх основі" (реєстраційний номер 0117U002291, термін виконання 2017-2021 рр.).

"Квантові нано-розмірні надпровідні системи: теорія, експеримент, практична реалізація" (реєстраційний номер 0122U001503, термін виконання 2022-2026 рр.).

Частина дисертаційної роботи була виконана за підтримки гранту Volkswagen Foundation, Німеччина, в рамках проекту «Фазочутливе зображення поширення мікрохвильового сигналу в надпровідних метаматеріалах», (реєстраційний номер Az97768, термін виконання 2019-2022 рр.).

Частина дисертаційної роботи була виконана за підтримки гранту Magnetism for Ukraine 2023, Україна, в рамках проекту «Development of Magnetic Coupling Readout Based on a Flux Qubit with RF SQUID for Nonlinear Quantum Magnonics» (реєстраційний номер 9918, термін виконання 2023-2024 рр.).

#### Мета дослідження:

Метою дисертаційного дослідження є вивчення впливу НВЧ електромагнітного поля на просторово-неоднорідні надпровідні структури.

#### Задачі дослідження:

- створити надійний метод візуалізації фазових просторових характеристик мікрохвиль на основі доопрацювання теоретичної моделі та удосконалення експериментальної техніки, а саме розвиненням нової ідеї фазочутливого метода лазерної скануючої мікроскопії;
- детально дослідити процеси формування стоячих хвиль у надпровідному спіральному резонаторі;
- дослідити просторові особливості переходу тонких надпровідних плівок у нестаціонарний резистивний стан НВЧ електромагнітного поля;
- розглянути особливості утворення резистивних станів в надпровідних структурах зі змінною щільністю струму;
- експериментально дослідити можливість керування ефективним параметром β<sub>L</sub> і критичним струмом ВЧ НКВІДу НВЧ електромагнітним полем.

#### Об'єкт дослідження.

Об'єктом дослідження є процес формування електродинамічних станів у просторово-неоднорідних надпровідних структурах в НВЧ електромагнітному полі.

#### Предмет дослідження.

Просторово-неоднорідні надпровідні структури.

#### Методи дослідження.

Для отримання результатів було використано добре перевірену експериментальну методику низькотемпературної лазерної скануючої мікроскопії. Для вивчення розповсюдження мікрохвильових струмів у надпровідному спіральному резонаторі застосовано ВЧ режим НТЛСМ. Для дослідження резистивних станів тонких надпровідних плівок застосовувався режим НТЛСМ на постійному струмі. Для вивчення впливу НВЧ електромагнітного поля на основний параметр  $\beta_L$  ВЧ НКВІДу було застосовано індуктивну схему вимірювань амплітудно-частотних характеристик для ВЧ НКВІДу резонансним методом.

#### Наукова новизна отриманих результатів.

Основними науковими результатами, що виносяться на захист, є такі:

- Вперше візуалізовано структуру резистивного стану з нееквідистантними лініями проковзування фази (ЛПФ) у двовимірному надпровіднику з розтіканням транспортного струму (містку Даєма) за допомогою методу низькотемпературної лазерної скануючої мікроскопії (НТЛСМ), чим експериментально підтверджено універсальність механізму проковзування фази у надпровідниках будь-якої розмірності.
- 2. Вперше показано за допомогою НТЛСМ-візуалізації, що перехід з надпровідної тонкої плівки з резистивного стану в нормальний під комбінованою дією постійного транспортного струму і НВЧ поля відбувається шляхом монотонного зниження надлишкового струму і перетворення нестаціонарних нерівноважних ліній проковзування фази (ЛПФ) в нерівноважні, але стаціонарні дискретні нормальні локалізовані домени (НЛД), які мають розміри ЛПФ, що їх породили.
- 3. Вперше продемонстровано метод векторних (фазочутливих) вимірювань НВЧ відгуку за допомогою НТЛСМ, що базується на нелінійному змішуванні амплітудно-модульованого (АМ) локального збудження сфокусованим лазерним зондом, який синхронізовано за фазою з надпровідним НВЧ струмом у досліджуваному зразку, та детектування отриманого сигналу відгуку фазочутливим підсилювачем.
- Вперше отримано векторні зображення просторового розподілу мікрохвильових струмів у надпровідному метаатомі (спіральному резонаторі) для другої і третьої моди стоячих хвиль.
- 5. *Вперше* виявлено посилення анізотропії надпровідних НВЧ струмів у спіральному резонаторі зі збільшенням індексу резонансної моди та перехід резонатора між режимами зосереджених та розподілених параметрів.
- 6. Вперше показано, що додаткове НВЧ поле трансформує характеристики ВЧ НКВІДу від гістерезисного режиму роботи до безгістерезисного, що дозволяє отримати коефіцієнт перетворення вищий за той, що притаманний гістерезисному режиму.

#### Практичне значення отриманих результатів.

Практичне значення отриманих наукових результатів дисертаційної роботи полягає в тому, що вони розширюють наявні уявлення про особливості утворення нестаціонарних станів у просторово-неоднорідних надпровідних структурах у НВЧ полі. Зокрема, отримані результати створюють основу для розробки нової концепції дослідження фазових характеристик НТЛСМ-відгуку двомірних магнітних метаматеріалів. В тому числі, результати дослідження тонкоплівкових надпровідників дозволяють розширити уявлення про особливості переходу до нормального стану, а за допомогою методу НТЛСМ можна візуалізувати розвиток нормального стану в надпровідних структурах. Показано можливість керування значенням критичного струму Джозефсонівського контакту, а, відповідно, і ефективним параметром  $\beta_L$  роботи ВЧ НКВІДу. Це дозволяє нівелювати розкид критичних струмів, які виникають в джозефсонівських переходах, що складаються, наприклад, з двозонних надпровідників чи високотемпературних надпровідників при застосуванні таких матеріалів у ВЧ НКВІДах. Більш того, завдяки запропонованій методиці зміни параметрів та режиму роботи НКВІДу можливо суттєво змінювати коефіцієнт перетворення або чутливості ВЧ НКВІДу. Це, в свою чергу, надає можливості використовувати ВЧ НКВІД в якості елемента зчитування в системах індуктивного змінного зв'язку з детекторами, зокрема в сучасних системах квантових вимірювань.

#### Внесок здобувача.

У роботах [1, 2], що написані у співавторстві та включені до дисертації, автором виконана розшифровка та аналіз лазерно-мікроскопічних даних, проведено моделювання, обробка та підтвердження виявлених закономірностей, взята участь в обчисленні, інтерпретації та обговоренні результатів і забезпечена підготовка результатів до публікації. У роботі [3] автор безпосередньо приймав участь у підготовці кріогенного устаткування, калібруванні та підготовці апаратури, налагодження параметрів контакту Джозефсона та проведенні експериментальних вимірюваннях. В подальшому проводив чисельне моделювання за теоретичними моделями, порівнянні з експериментом, брав участь в обговоренні результатів та підготовці матеріалів до публікації.

#### Апробація результатів дисертації.

Результати, що увійшли до дисертації, представлені автором на міжнародних наукових конференціях:

- II International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021" (CM&LTP 2021) (June 6-12). Kharkiv, Ukraine, 2021, доповідь.
- 2. 2021 IEEE 11<sup>th</sup> International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021) (September 5-11). Odesa, Ukraine, 2021, постер.
- III International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2023" (CM&LTP 2023), (June 5-11). Kharkiv, Ukraine, 2023, доповідь.
- IV International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2024" (CM&LTP 2024) (June 3-7). Kharkiv, Ukraine, 2024, доповідь.
- 5. XII International Conference "Nanotechnologies and Nanomaterials" (NANO-2024) (24-28 August). Uzhhorod, Ukraine, доповідь.

#### Публікації.

Дисертація базується на результатах, опублікованих у 8 наукових працях, у тому числі у 3-х статтях у наукових журналах [1-3] наукових статтях та 5 тезах доповідей на конференціях [4-8].

#### Структура дисертації.

Дисертація складається з анотації, вступу, 3 оригінальних розділів з рисунками, висновків і списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації становить 143 сторінки. Робота містить 37 рисунків та список використаних джерел з 205 найменувань на 23 сторінках.

## РОЗДІЛ 1 ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНІ НАДПРОВІДНІ СТРУКТУРИ ТА МЕТОДИ ЇХ ДОСЛІДЖЕННЯ

#### 1.1. Надпровідність

В 1911 Хейке Камерлінг Оннес виявив, що при охолодженні ртуті нижче певної температури її електричний опір раптово падає до нуля [9]. Він зрозумів, що метал перейшов у новий стан, який назвав надпровідністю.

Наступним важливим відкриттям стало виявлення того, що матеріал виштовхує магнітне поле нижче за температуру переходу в надпровідний стан –  $T_c$  (рис. 1.1), що в 1933 році помітили Вальтер Мейсснер і Роберт Оксенфельд [10]. Зазвичай у літературі це називається «ефектом Мейснера».



Рис. 1.1. Виштовхування магнітного поля надпровідником.

Через два роки Фріц і Хайнц Лондон запропонували феноменологічний опис ефекту Мейсснера в рамках дворідинної моделі, запропонувавши наступні рівняння («рівняння Лондонів») [11]:

$$\frac{d\,\vec{j}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m}\vec{E} \tag{1.1}$$

$$\vec{j_s} = -en_s \vec{v_s} \tag{1.2}$$

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c}\operatorname{rot}\vec{j_s} + \vec{B} = 0 \tag{1.3}$$

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi ne^2} \tag{1.4}$$

Перше рівняння (1.1) показує, що у стаціонарних умовах напруженість електричного поля всередині надпровідника дорівнює нулю, інакше надпровідні електрони мали б необмежене прискорення, це рівняння постулює ідеальну провідність. Тут  $\vec{j_s}$  – щільність надпровідного струму (1.2),  $n_s$  – густина надпровідних електронів, e - заряд електрона, т - маса електрона,  $\vec{v_s}$  – швидкість надпровідних електронів і  $\vec{E}$  – електричне поле в об'ємі надпровідника. Друге рівняння (1.3) описує, як магнітне поле  $\vec{B}$  проникає у надпровідник і як воно пов'язане із щільністю надпровідного струму. Воно також пояснює ефект Мейсснера, показуючи, що всередині надпровідника магнітне поле експоненційно згасає з глибиною проникнення, що дорівнює  $\lambda$ . На відміну від закону електромагнітної індукції, екрануючий надпровідний струм на поверхні надпровідника виникає навіть у постійному магнітному полі, що означає, що основною відмінністю надпровідника є не ідеальна провідність, а ідеальний діамагнетизм.

Теорія, запропонована Лондонами, не враховувала квантові ефекти надпровідності, але в 1950 Віталій Гінзбург і Лев Ландау запропонували першу квантову феноменологічну теорію надпровідності [12]. Теорія декларувала, що перехід із нормального стану до надпровідного – це фазовий перехід другого роду. Це означало, що в надпровіднику повинен існувати певний параметр порядку, який перетворюється на нуль при температурах вище температури надпровідного переходу  $T \ge T_c$  і відмінний від нуля при  $T < T_c$ . Теорія Гінзбурга-Ландау (Г-Л) передбачила багато особливостей надпровідності, які були детально описані пізніше в мікроскопічній теорії, зокрема параметр порядку в ній є комплексною величиною. З іншого боку, для створення повноцінної квантової теорії необхідно ввести хвильову функцію надпровідних електронів не як постулат, а з мікроскопічного аналізу. Застосовність теорії Г-Л обмежена околицею фазового переходу, тобто температурами поблизу T<sub>c</sub>, там, де параметр порядку малий і його можна розкласти в степеневий ряд з невеликим числом членів. Крім того, вона описує стаціонарні процеси. На практиці виявилось, що теорія добре описує надпровідники до температур близько половини *T<sub>c</sub>*, а якісно — і нижче. Також для спеціального випадку, так званої безщілинної надпровідності, що виникає за наявності магнітних домішок, була побудована залежна від часу теорія TDGL (time-dependent Ginzburg-Landau theory). Усе це досі дозволяє успішно використовувати теорію Г-Л, незважаючи на наявність більш розвиненої мікроскопічної теорії. Зокрема, одним 3 дуже корисних понять, ЩО використовується в теорії, є параметр Гінзбург-Ландау к, рівний відношенню глибини проникнення магнітного поля λ до довжини когерентності ζ. Його величина, рівна  $1/\sqrt{2}$ , поділяє надпровідники на перший і другий рід.

У 1957 році Абрикосовим була розроблена теорія, що описує поведінку надпровідників другого роду в магнітному полі, а саме їх змішаний стан, обумовлений проникненням магнітного поля в надпровідник у вигляді квантованих магнітних вихорів, що утворюють правильні ґратку [13, 14].

Мікроскопічна теорія, що пояснює стан надпровідності, була сформульована лише в 1957 Бардіним, Купером і Шриффером (БКШ) [15]. Їй передувала робота Купера [16], в якій була показана можливість утворення пов'язаних пар електронів у металі за наявності скільки завгодно малого тяжіння. Теорія БКШ розглядає більш складну багаточасткову взаємодію електронів. Відповідно до теорії БКШ, електрони провідності з протилежними спінами та імпульсами утворюють зв'язані пари під впливом тяжіння, викликаного фононами кристалічної ґратки. Частки, що утворюються, так звані куперовські пари, мають спін, рівний нулю, і підпорядковуються статистиці Бозе-Ейнштейна. Це означає, що при низьких температурах усі куперівські пари конденсуються в стан з найменшою енергією, утворюючи єдиний бозе-конденсат, який описується однією хвильовою функцією. У той же час стани неспарених електронів, які в металі є квазічастинками, або «збудженнями», відокремлені від основного стану енергетичною щілиною *Δ*, що є енергією зв'язування куперівської пари.

Оскільки заряд і маса куперовскої пари вдвічі більше, ніж одиночного електрона, а їх щільність *n*<sub>s</sub> відповідає половині щільності електронів, рівняння Лондонів досі застосовується, хоча Фріц і Хайнц Лондони припускали, що носіями заряду є одиночні електрони.

Просторовий діапазон когерентної кореляції куперівських пар (довжина когерентності БКШІ) значно перевищує середню відстань між двома електронами, тобто пари є нелокальними. Отже, хвильові функції, що описують окремі куперівські пари, сильно перекриваються, що дозволяє описувати конденсат за допомогою однієї хвильової функції, яка також називається параметром порядку надпровідності і є комплексною величиною. Амплітуда (модуль) цієї хвильової функції збігається з величиною енергетичної щілини у спектрі збуджень. Зауважимо, що саме поняття куперівської пари в (багаточастинковій) теорії БКШ не використовується, а необхідне лише як допоміжний засіб для розуміння надпровідності.

#### 1.2. Ефект Джозефсона та Джозефсонівські контакти

Джозефсонівський контакт – це структура з двох надпровідників, розділених настільки тонким шаром діелектрика (близько 10 ангстрем), що створює енергетичний бар'єр, такий, що через нього можливе протікання надпровідного струму, шляхом тунелювання куперівських пар (рис. 1.2).



Рис. 1.2. Джозефсонівський контакт, що складається з двох надпровідників з хвильовими функціями  $\psi_1(r)$  і  $\psi_2(r)$  та бар'єрним шаром ізолятора.

Надпровідний струм у тунельних контактах між двома надпровідниками спостерігався в експериментах Г'євера (Айвера Джайвера, Івара Евера) [17], проте через відсутність теорії, його присутність приписувалася дії закороток, що пронизують шар діелектрика.

Теорія, що описує поведінку системи надпровідник-ізолятор-надпровідник, була запропонована Джозефсоном в 1962 [18], а вже в 1972 він отримав за це відкриття Нобелівську премію. Він передбачив два дивовижні ефекти, перший з яких полягав у можливості протікання надпровідного (бездисипативного) струму через тунельний перехід при нульовому падінні напруги та отримав назву «стаціонарний ефект Джозефсона». При цьому величина надпровідного струму  $I_s$ пов'язана зі стрибком фаз надпровідного параметра порядку  $\varphi$  на «берегах» переходу наступним співвідношенням:

$$I_s = I_c \sin(\varphi) \tag{1.5}$$

де *I<sub>c</sub>* – критичний (максимальний) струм джозефсонівського контакту, який може текти без дисипації і визначається величиною енергетичної щілини  $\Delta$ 

надпровідника, нормальним опором R і площею тунельного переходу  $S: I_s = \frac{\pi\Delta S}{eR}$ . В цьому випадку хвильові функції двох надпровідників когерентні.

Якщо величина струму перевищить критичне значення  $I_c$ , то на берегах контакту виникне постійна різниця потенціалів V. Це означає, що енергії куперівських пар  $E_1$  та  $E_2$  на берегах тунельного контакту пов'язані між собою співвідношенням:

$$E_1 - E_2 = 2eU \tag{1.6}$$

При цьому зв'язок хвильових функцій надпровідників не порушиться, а набуде форми нестаціонарного ефекту Джозефсона: різниця фаз параметра порядку надпровідників монотонно наростатиме з часом, а надпровідний струм осциллюватиме з круговою частотою  $\omega$ , пропорційною постійному напрузі на переході:

$$\omega = \dot{\varphi} = \frac{2eU}{\hbar} = \frac{2\pi U}{\Phi_0} \tag{1.7}$$

де, e – заряд електрона,  $\hbar$  – постійна Планка,  $\dot{\phi}$  – похідна за часом від різниці фаз надпровідного параметра порядку,  $\Phi_0 = \hbar/2e = 2,07 \ 10^{-15} \text{ Вб}$  – надпровідний квант магнітного потоку.

Осциляції струму легко побачити, якщо об'єднати формули (1.5) и (1.7):

$$I = I_c \sin(\varphi_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} Ut), \qquad (1.8)$$

де постійний зсув фаз  $\varphi_0$  несуттєвий, а відношення лінійної частоти до напруги  $\omega/(2\pi U)$  визначається виразом:

$$\frac{1}{\Phi_0} = 483, 6 \frac{M\Gamma u}{_{\rm MKB}}.$$
(1.9)

Таким чином, постійна напруга на берегах Джозефсонівського переходу викликає зміну в часі різниці фаз і надпровідного струму. І навпаки, будь-яка зміна надпровідного струму призведе до ненульової напруги. Отже, перехід діє як ідеальна, але нелінійна індуктивність. Диференціюючи (1.5) і підставивши

результат у (1.7), можна отримати кінетичну індуктивність як функцію джозефсонівської фази:

$$L_{kin}(\varphi) = U(\frac{dI}{dt})^{-1} = \frac{\hbar}{2e} \frac{1}{I_c \cos(\varphi)} = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c \cos(\varphi)} = \frac{L_J}{\cos(\varphi)}$$
(1.10)

Тут  $L_{J} = L_{kin}(0) = \frac{\Phi_{0}}{2\pi I_{c}}$  — характерний параметр джозефсонівського контакту, який називається джозефсонівською індуктивністю, що є максимальним значенням (1.10).

#### 1.2.1. Модель джозефсонівского контакту, шунтованого опором і ємністю

Для опису реального джозефсонівського тунельного переходу в більшості випадків використовується модель RCSJ переходу, шунтованого опором та ємністю (Resistively and Capacitively Shunted Junction) [19].

Еквівалентна схема моделі RCSJ (рис. 1.3) включає ідеальний джозефсонівський перехід, паралельно з'єднаний з конденсатором ємністю C і резистором опором R, який враховує квазічастковий струм витоку і для спрощення вважається, що цей струм постійний.



Рис. 1.3. Принципова схема RCSJ моделі контакту Джозефсона

Відповідно до правила Кірхгофа, струм через контакт Джозефсона дорівнює сумі струмів через конденсатор, резистор і надпровідного струму:

$$I = I_c + I_R + I_J \tag{1.11}$$

Струм через конденсатор дорівнює  $I_c = C\dot{U}$ , струм через резистор дорівнює  $I_R = \frac{U}{R}$ , і надпровідний струм через контакт Джозефсона, згідно (1.5), дорівнює  $I_J = I_c \sin(\varphi)$ . Тоді (1.11) можна записати у такому вигляді:

$$I = C\dot{U} + \frac{U}{R} + I_c \sin(\varphi)$$
(1.12)

З нестаціонарного ефекту Джозефсона випливає, що падіння напруги на берегах контакту дорівнює  $U = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt}$ . Підставивши цей вираз у формулу (1.9), отримаємо повний струм, що протікає через контакт Джозефсона:

$$I = \frac{\hbar C}{2e} \ddot{\varphi} + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\varphi} + I_c \sin(\varphi)$$
(1.13)

### 1.2.2. Надпровідні квантові інтерферометри (НКВІДи)

Через два роки після теоретичної роботи Джозефсона дослідники з лабораторії Форда під керівництвом Ж. Мерсер запропонували [20] практичний прилад з використанням джозефсонівських контактів – надпровідний квантовий інтерферометр (Superconducting Quantum Interference Device, SQUID). В його основі лежить надпровідне кільце з двома контактами Джозефсона, на яких відбувається інтерференція хвильових функцій надпровідного конденсату за аналогією з оптичним експериментом із двома щілинами. Набіг фази хвильової функції визначається величиною магнітного потоку в кільці, таким чином, пристрій є надзвичайно чутливим магнітометром, енергетична роздільна здатність якого обмежена лише квантовою межею. Цей інтерферометр отримав назву «ПС НКВІД (DC SQUID)» за способом вимірювання — через кільце з симетрично розташованими контактами пропускається постійний або низькочастотний змінний струм, який періодично переводить контакти в резистивний стан, з

реєстрацією напруги, що виникає. Через 3 роки інженери-дослідники А. Сільвер і Дж. Циммерман запропонували [21] простіший пристрій, що містить лише один контакт у надпровідному кільці, що отримав назву ВЧ НКВІД (RF SQUID). Принцип його роботи грунтується на періодичній залежності індуктивності кільця від магнітного поля, обумовлене зміною джозефсонівської індуктивності контакту. Вимірювання індуктивності проводиться резонансним методом на високих частотах, зазвичай, у десятки МГц (в англійській термінології ці частоти відповідають радіочастотному діапазону, radio frequencies). Еквівалентні схеми обох пристроїв показано на рис. 1.4.

Чутливість НКВІДів до магнітного поля визначається рівнем шумів у вхідному ланцюзі. Типовий одноконтактний ВЧ НКВІД має більш високий рівень шуму в порівнянні з двоконтактним ПС НКВІД при приблизно однаковій складності блоку електроніки, проте сам датчик значно простіше у виготовленні, а можливість використовувати різні режими роботи (див. нижче) і значно підвищити частоту накачування аж до десятків гігагерц, дозволяє в окремих випадках практично досягти чутливості ПС НКВІДу.

Гранична чутливість НКВІДів різного типу характеризується так званою енергетичною чутливістю:

$$\varepsilon = (L_c I_n^2) / 2 = \Phi_n^2 / 2Lk_c^2$$
(1.14)

яка виражена через спектральну щільність потужності еквівалентного шумового потоку  $\Phi_n^2$ , шумового струму  $I_n^2$ ,  $k_c$  – коефіцієнт зв'язку і  $L_c$  – індуктивність сигнальної котушки. Ця величина має розмірність дії, тому іноді її виражають у одиницях  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  Дж/Гц.

Енергетична чутливість типових ПС НКВІДів з  $L \sim 10^{-11}$ Гн обмежена тепловим шумом резисторів, які шунтують контакт Джозефсона і дорівнює  $10^{-30}$ - $10^{-31}$  Дж/Гц. Для ПС НКВІДів, охолоджених до T < 1 К, досягнуті рекордні значення енергетичної чутливості  $\varepsilon \sim \hbar$  при вимірюваннях малих змінних магнітних потоків  $\Phi_x \sim 0,01 \cdot \Phi_0$  на частотах 100-200 кГц, де на НКВІД не впливають шуми виду 1/ *f*. Величина мінімального сигналу, який можливо задетектувати за допомогою ВЧ НКВІДу визначається сумарними шумами підсилювача ВЧ сигналу, контуру і самого НКВІДу. В оптимізованих конструкціях, при частоті накачування в 20-30 МГц шуми характеризуються енергетичною чутливістю  $\varepsilon \sim 5 \cdot 10^{-29}$ Дж/Гц. Оскільки коефіцієнт перетворення ВЧ НКВІДу зростає з частотою, а власні шуми падають, виграш у чутливості можна отримати, підвищуючи частоту до НВЧ-діапазону (наприклад, при f = 10 ГГц отримане значення енергетичної чутливості має наступне значення  $\varepsilon = 10^{-30}$ Дж/Гц). Однак, це призводить до суттєвого ускладнення конструкції приладу.

У магнітний потік, що вимірюється НКВІДом, легко перетворити багато магнітних та електричних величин: магнітне поле та його градієнти, магнітний момент, струм, напруга та ін. Зазвичай це перетворення здійснюється за допомогою надпровідного трансформатора магнітного потоку: сигнальна котушка НКВІДу утворює замкнутий надпровідний контур з котушкою, що безпосередньо сприймає зміну магнітного потоку. В силу збереження потоку в цьому ланцюзі, екрануючий струм «переносить» частину вимірюваного потоку, в сигнальну котушку, пов'язану з кільцем НКВІДу.



Рис. 1.4. Еквівалентні електричні схеми: а) ПС НКВІД, б) ВЧ НКВІД

У ВЧ НКВІДі стрибок фаз на берегах контакту Джозефсона еквівалентний:

$$\varphi = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \tag{1.15}$$

де Ф – повний потік крізь надпровідне кільця.

Оскільки у надпровідного кільця є деяка власна індуктивність L, то при його розміщенні в зовнішньому магнітному полі  $\Phi_e$  потік усередині кільця  $\Phi$  виявляється меншим через індуковане екрануючим струмом  $I_s$  магнітне поле, і тоді загальний магнітний потік через кільце можна виразити:

$$\Phi = \Phi_e - LI_s \tag{1.16}$$

Екрануючий струм *I* в кільці пов'язаний зі стрибком фази на контакті Джозефсона співвідношенням (1.5). Комбінуючи (1.5) із залежністю (1.14) набігу фази від магнітного потоку в кільці, можна записати екрануючий струм у наступному вигляді:

$$I = I_c \sin(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}) \tag{1.17}$$

Приймаючи до уваги (1.17), переписуємо (1.16) у вигляді:

$$\Phi = \Phi_e - LI_c \sin(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}) \tag{1.18}$$

З формули (1.18) видно, що залежність  $\Phi(\Phi_e)$  нелінійна та ВЧ НКВІД має два режими роботи: гістерезисний та безгістерезисний. Режим роботи пристрою залежить від параметра  $\beta_L$ . Значення цього параметра визначається відношенням індуктивності надпровідного кільця *L* до індуктивності контакту Джозефсона *L<sub>J</sub>*:

$$\beta_L = \frac{L}{L_J} = \frac{2\pi L I_c}{\Phi_0} \tag{1.19}$$

Графік залежності  $\Phi(\Phi_e)$  для різних значень  $\beta_L$  наведено на рисунку (рис 1.5). Для  $\beta_L > 1$  повний магнітний потік у кільці  $\Phi$  – це багатозначна функція в деяких діапазонах зовнішнього потоку  $\Phi_e$ , що відображає гістерезисний режим роботи ВЧ НКВІДу. Тобто при зміні зовнішнього поля, потік усередині кільця не слідує по безперервних ділянках графіка з негативним ухилом, а перескакує на наступний ступінь, що відповідає проникненню всередину кільця (або при зменшенні зовнішнього поля, назовні) кванту потоку. Ця поведінка вперше була експериментально виявлена в 1967 році Сільвером і Циммерманом [21].

Безгістерезисний режим роботи ВЧ НКВІДу спостерігається при  $\beta_L < 1$  і зв'язок  $\Phi(\Phi_e)$  є однозначним.



Рис 1.5. Залежність повного магнітного потоку від зовнішнього прикладеного потоку Φ(Φ<sub>e</sub>) для різних значень параметра β<sub>L</sub>. Перехід між станами в гістерезисному режимі показано стрілками [22].

Особливістю безгістерезисного режиму є відсутність дисипації енергії, оскільки екрануючий струм не перевищує критичного значення і не переводить контакт Джозефсона в резистивний стан. Цією властивістю можна скористатися для створення схеми квантових вимірювань за допомогою ВЧ НКВІДу, де важливо мінімізувати зворотний вплив (back action) вимірювальної схеми на квантовий об'єкт. Зауважимо, що в даному випадку ПС НКВІД програє через генерацію шуму джозефсонівкими контактами в резистивному стані.

#### 1.3. Резистивні стани у надпровідних тонких плівках

Основою для сучасних надпровідних пристроїв і електроніки є тонкоплівкові надпровідники, оскільки вони дозволяють зменшити розміри схем і підвищити ступінь інтеграції складних схем, таких як мікрохвильові параметричні підсилювачі біжучої хвилі Джозефсона [23, 24], цифрові НКВІДи [25, 26], швидкі одноквантові логічні схеми [27, 28], регістри та процесори надпровідникових суперкомп'ютерів [29], стандарти напруги [30, 31], спіральні [32-34] і фрактальні резонатори [35, 36], однофотонні детектори на надпровідних нанодротах (SNSPD) [37, 38] та інші.

Для проектування та досягнення оптимальних параметрів надпровідних пристроїв важливо знати розподіл надпровідних струмів та щільності струму у різних частинах цього працюючого пристрою. Особливо необхідно розуміти, наскільки близькі ці постійні та високочастотні струми до критичних значень, щоб уникнути локальних резистивних станів, небажаних втрат або виходу пристрою з ладу. Якщо пристрій за своїм принципом дії передбачає перехід плівкових елементів в резистивний стан, дуже важливо визначити точне місце, де досягається критичний стан і починається перехід з надпровідного стану в резистивний. Механізми утворення резистивних станів при переході тонких надпровідних плівок з надпровідного стану до нормального під дією транспортного струму у загальному випадку залежать від поперечних розмірів досліджуваних структур.

У широких надпровідних плівках з шириною  $w >> \xi$ ,  $\lambda_{\perp} (\lambda_{\perp} = 2\lambda^2/d$ перпендикулярна глибина проникнення магнітного поля, d – товщина плівки) транспортний струм більший критичного спричиняє перехід структури до резистивного стану за рахунок проникнення магнітного поля у надпровідник у вигляді квантованих вихорів (вихорами Абрикосова) [13, 14], бо тонкі плівки є надпровідниками 2-го роду. Рух вихорів під дією сили Лоренца є причиною дисипації енергії [39, 40] і таким чином виникнення електричного опору.

При цьому фаза хвильової функції надпровідних електронів змінюється на 2 при обході серцевини вихору, тому вхід вихорів з одного краю плівки і вихід на другому призведе до виникнення напруги в зразку. Ліхарєв у своїй роботі [41] показав, що руйнування надпровідності струмом відбувається через розвиток вихрової нестійкості: вихори проникають в зразок при придушенні струмом крайового потенційного бар'єру. Цей механізм утворення резистивного стану, через динамічний змішаний стан був підтверджений у низці робіт [42-48]. Однією з найперших робіт, присвячених теоретичному вивченню вольт-амперних характеристик (ВАХ) широких надпровідних плівок у відсутності зовнішнього магнітного поля була теорія Асламазова-Лємпіцького [49]. В рамках цієї теорії, джерело вихорів – це магнітне поле транспортного струму. При його збільшенні на краях плівки відбувається повне придушення потенціального енергетичного бар'єру входження пірловського вихору [50] (бар'єру Біна-Лівінгстона [51]). Ланцюжки пірловських вихорів рухаються зі швидкістю *U* перпендикулярно краям плівки з обох боків до її центру, де і анігілюють:

$$\upsilon = -\eta^{-1} j \Phi_0 sign(x), \qquad (1.20)$$

тут  $\eta$  – коефіцієнт в'язкості, а sign(x) відображає, що в різних половинах плівки різнополярні вихори рухаються назустріч один одному, створюючи резистивність. Такий стан отримав назву динамічного змішаного стану. Згідно з цією теорією на ВАХ повинна спостерігатися лінійна ділянка, яка зі збільшенням значення транспортного струму переходить в квадратичну. Вихори вносять свій внесок в густину струму, яка найбільша в центрі плівки та згідно з числовими розрахунками [52] лінійно зростає зі збільшенням величини транспортного струму, поки той не досягне густини струму розпарювання Гінзбурга-Ландау. В теорії Асламазова-Лемпіцького вважалося, що при досягненні величини струму розпарювання, надпровідність повинна стрибком руйнуватись і плівка повинна переходити в нормальний стан. В такому випадку на ВАХ повинна спостерігатися лінійна ділянка, яка відповідає входженню вихорів, яка зі збільшенням значення переходить в квадратичну. виникає транспортного струму При цьому нестабільність стаціонарного руху вихорів, яка виражається в точці зриву на ВАХ, що слідує за квадратичною ділянкою і характеризується струмом зриву *I<sub>m</sub>*. Таку
поведінку руху вихорів пояснює теорія Ларкіна-Овчіннікова [53], яка враховує нелінійність динаміки вихорів – зменшення в'язкості при русі вихорів зі збільшенням їх швидкості за точкою зриву на ВАХ.

У випадку вузьких тонких плівок, або вузьких надпровідних каналів з шириною порядку довжини когерентності ( $w \sim \xi$ ,  $\lambda_{\perp}$ , а  $d \ll \xi$ ,  $\lambda_{\perp}$ ), що менше розмірів вихору, створення і рух вихорів очевидно неможливий. На ВАХ таких вузьких каналів спостерігаються (як у роботах Мейера і Спокпола [54, 55]) характерні сходинки з лінійними ділянками з кратними нахилами, які екстраполюються в одну точку на осі струмів, що відповідає приблизно половині критичного струму. У роботі Скокпола, Біслі та Тінкхама [56] була запропонована феноменологічна модель таких резистивних центрів, де об'єднуються ідеї дифузії квазічастинок Піппарда з колегами [57] та процесів прослизання фази, описаних у роботах Рігера [58, 59]. Було показано, що при протіканні транспортного струму в таких вузьких плівках і каналах перехід до нормального стану відбувається через нерівноважний і нестаціонарний стан з резистивними локальними доменами, що отримали назву центрів проковзування фази (ЦПФ). Пізніше з'явилися мікроскопічні теорії центрів проковзування фази [60, 61]. У роботі [60] вперше були розраховані ВАХ довгих вузьких каналів та струми виникнення індивідуальних сходинок, які добре погоджувалися з експериментальними, але не було розглянуто часову динаміку параметру порядку у середині ЦПФ. Згідно з більш розвинутою моделлю [61] структура ЦПФ є досить складною у просторі і часі (рис. 1.6). Як тільки густина транспортного надпровідного струму у каналі перевищить густину критичного струму розпарювання Гінзбурга-Ландау, виникає нестійкість надпровідного стану і виникає перший резистивний локальний домен, у середині якого параметр порядку статично знижується від свого стаціонарного значення на відстані довжини когерентності, а на ще менших відстанях від середини він осцилює з джозефсонівською частотою, періодично спадаючи до нуля. Коли модуль параметра порядку дорівнює нулю, його фаза невизначена, і у цей момент вона змінюється (проковзує) на  $2\pi$  або кратно  $2\pi$ , що генерує короткий імпульс напруги. В той же час надлишкові нерівноважні квазичастинки у центрі

починають дифундувати в обидва боки, аж доки не прийдуть до рівноваги з надпровідним конденсатом (див. рис. 1.6). Це призводить до почергових коливань надпровідного та нормального струмів, що призводить до появи надлишкового струму, який є усередненим за часом надпровідним струмом. Найбільшим просторовим масштабом тут є глибина проникнення електричного поля (на рис. 1.6 це L/2), яка й визначає розмір ЦПФ.



Рис. 1.6. Поведінка ⊿ і *j*<sub>s</sub> у статичній (суцільні лінії) та динамічній (штрихові лінії) областях. Заштриховані значення відповідають значенням, які можуть набувати ⊿ та *j*<sub>s</sub> під час осциляцій [62].

Зі збільшенням транспортного струму кількість ЦПФ у плівці зростає, поки вони не заповнять її повністю. Поява кожного наступного ЦПФ на ВАХ виглядає як стрибок напруги (рис. 1.7).



Рис. 1.7. Вольт-амперна характеристика вузького надпровідного каналу з чотирма ЦПФ.  $I_c^{GL}$  – струм розпарювання Гінзбурга-Ландау,  $I_{exc}$  – надлишковий струм [63].

Якщо повернутися до широких плівок, виявилося, що за їх резистивність може відповідати не лише механізм руху вихорів. Експеримент [64] показав, що при гарному тепловідведенні від плівки в підкладку [65] та при значеннях струму, які відповідають струмам зриву в теоріях [49, 53] – зразок переходить в інший резистивний стан, якому відповідають сходинки на ВАХ з лінійними ділянками з кратними диференційними опорами, що характерні для надпровідних каналів з ЦПФ. Сходинки на ВАХ широких плівок пов'язали з утворенням двовимірних аналогів ЦПФ – ліній проковзування фази (ЛПФ). Згідно з [66], ЛПФ – це лінія перпендикулярна до напрямку розповсюдження струму в плівці, в кожній точці якої у кожен момент часу параметр порядку осцилює з джозефсонівською частотою. Вони виникають у широких плівках вслід за досягненням транспортним струмом значень струму зриву. Ці осциляції є джерелом нерівноважних квазічастинок, які дифундують на глибину проникнення поздовжнього електричного поля  $l_E$ , яка визначає розміри ЛП $\Phi$ .

Резистивний стан спричинений утворенням ЛПФ відповідає одному з розв'язків узагальнених, залежних від часу рівнянь в рамках теорії Гінзбурга-Ландау (TDGL) (рис. 1.8) [66].



Рис. 1.8. Розв'язок узагальнених, залежних від часу рівнянь в рамках теорії Гінзбурга-Ландау для ЛПФ. На малюнку побудований модуль параметра порядку поперек плівки. Параметр порядку подавлений вздовж лінії в у-напрямку, перпендикулярному напрямку протікання струму. Вздовж цієї лінії параметр порядку періодично обертається в нуль з часом [66].

Незважаючи на відмінність у фізичних основах виникнення ЦПФ і ЛПФ, вони демонструють подібні вольт-амперні характеристики (рис. 1.9). Зокрема, графіки на ВАХ мають ділянки, на яких відбувається стрибкоподібна зміна напруги, з подальшим виходом на лінійну залежність. Кожна така лінійна ділянка – це індикатор утворення ЦПФ в вузькому надпровідному каналі або ЛПФ у широкій надпровідній плівці. Екстраполяція лінійних ділянок на вісь струму виявляє кінцевий надлишковий струм  $I_{exc}$  [67], який може протікати через надпровідник без переходу в нормальний стан [68, 69].



Рис. 1.9. ВАХ широкої надпровідної плівки. *I*<sub>c</sub> – критичний струм, *I*<sub>m</sub> – струм зриву, після якого резистивний стан більше не характеризується динамічним змішаним станом, а описується, *I*<sub>n</sub> – струм, більше якого спостерігається нелінійна ділянка ВАХ [70].

Процес переходу широкої надпровідної плівки можна описати наступними етапами: 1) надпровідний стан при малому транспортному струмі  $I < I_c$ ; резистивний вихровий стан  $I_c < I < I_m$ ; критичний стан, обумовлений зменшенням в'язкості при збільшенні швидкості руху вихорів  $I = I_m$ ; безвихровий резистивний стан з ЛПФ при  $I_m < I < I_{c2}$ ; нормальний стан при значенні струму, більшому за верхній критичний струм  $I_{c2}$  ( $I > I_{c2} >> I_m$ ). Нелінійна ділянка ВАХ в інтервалі струмів  $I_c \le I \le I_n$ , яку зазвичай пов'язують з кріпом пірловських вихорів [71]. Пунктирні лінії відповідають значенню нормального диференційного опору  $R_n$ кожної утвореної ЛПФ і сходяться в точці на вісі струмів, яка відповідає надлишковому струму  $I_{exc}$ .

Деякі особливості переходу широких надпровідних плівок до нормального стану, як під дією постійного транспортного струму [70, 72, 73], так і під дією НВЧ струмів [74-76] досі не до кінця зрозумілі. Вивченню цієї проблеми присвячений розділ 2 дисертації.

## 1.4. Метаматеріали

Метаматеріали – штучно створені матеріали, властивості яких не зустрічаються в природі, звідси і походження приставки "мета" (з грецької "за межами"). Властивості даних матеріалів насамперед обумовлені резонансними властивостями його складових елементів – метаатомів, а не періодичною структурою, яка, проте, відіграє важливу роль реалізації цього класу матеріалів. Розрізняють ціле сімейство метаматеріалів: електромагнітні [77, 78], акустичні [79-81], теплові [82-84] та багато інших, інформація про які викладена в оглядах [85, 86].

У електромагнітному метаматеріалі його структурні елементи – метаатоми, взаємодіють із падаючими електромагнітними хвилями. Для описання поведінки метаматеріалу, як однорідного середовища використовується відношення ефективного середовища (effective medium ratio) [87, 88]. Цей параметр є ключовим індикатором для визначення розмірів метаматеріалу і розраховується відношенням довжини падаючої електромагнітної хвилі до розмірів метаатому  $\lambda/l$ .

Важливим внеском у розробку теорії про електромагнітні метаматеріали є роботи Веселаго, в яких він досліджував властивості матеріалів з негативними значеннями  $\varepsilon$  і  $\mu$ , згідно з теорією Максвелла. У роботах [89, 90] були розглянуті базові характеристики матеріалів з одночасно негативними діелектричною проникністю та магнітною сприйнятливістю.

Через 30 років після теоретичних робіт Веселаго, групою Пендрі було опубліковано ряд робіт, в яких була продемонстрована реалізація матеріалів з негативними індексами  $\varepsilon$  і  $\mu$ . У 1996 році у статті [91] теоретично та експериментально було доведено, що у металевих мезоструктурах, виготовлених з металевих дротів, негативна діелектрична проникність досягається за рахунок плазмонних резонансів, що виникають при частотах нижче за певну резонансну частоту структури.

Після цього, у 1999 році, цією ж групою було продемонстровано перший практичний приклад матеріалу з негативною магнітною проникністю *µ* [92]. Пендрі

та його колеги використовували масив розрізних кільцевих резонаторів (РКР), які взаємодіють переважно з магнітною складовою електромагнітного поля, що дозволяє створити середовище з ефективним негативним μ.

Розрізні кільцеві резонатори можуть діяти як штучні атоми, демонструючи магнітний відгук на мікрохвильові частоти [93]. Їх використання дозволяє досягати негативної магнітної проникності, що є ключовим фактором для розробки метаматеріалів з негативним показником заломлення.



Рис 1.10. Схематичне зображення одиночного РКР.

Вже в 2000 році Пендрі опублікував роботу в якій було показано, що поверхня з  $\varepsilon = \mu = -1$  буде посилювати хвилю, що проходить через метаматеріал [94]. На відміну від стандартних лінз, які мали межу роздільної здатності поблизу значення  $\lambda/2$ , поверхня з негативними  $\varepsilon$  і  $\mu$  давала б можливість для створення зображень без обмежень за роздільною здатністю, що  $\varepsilon$  результатом посилення хвиль.

У 2001 році група Смітта представили приклад матеріалу, заснованого на масивах металевих дротів та РКР (рис. 1.11). [95]. Одновимірний експеримент по передачі мікрохвильового випромінювання показав провал в електромагнітній передачі для матеріалу, що складається тільки з РКР і пік для матеріалу з

металевими дротами і РКР. Результати цієї роботи отримали верифікацію в подальших статтях авторів [96, 97].



Рис 1.11. Фотографія метаматеріалу, зроблена групою Девіда Сміта, Каліфорнійський університет у Сан-Франциско.

У 2004 році, для використання в якості магнітного метаатому для створення матеріалів з негативною магнітною сприйнятливістю був запропонований спіральний резонатор (рис 1.12) [98]. Він також, як і РКР, має сильний зв'язок з магнітною складовою електромагнітного поля, але при цьому має ряд переваг. Спіральний резонатор легко виготовити з використанням доступних і недорогих технологій, таких як фототравлення, завдяки його одноплощинній конструкції та відсутності необхідності створювати вузькі щілини або дрібні деталі. Понад те, спіральних резонаторів дозволяє значно застосування зменшити розмір елементарної комірки ґратки метаматеріалу в порівнянні з іншими резонаторами. Це особливо важливо, якщо метаматеріал потрібно описувати як суцільне середовище, а не як дискретну періодичну структуру.



Рис 1.12. Ескізи спірального НВЧ резонатора: a) спіральний резонатор із двома витками; б) спіральний резонатор із трьома витками.

Подальша мініатюризація спіральних резонаторів, виготовлених із звичайних металів, стикається з природними обмеженнями через збільшення омічних втрат при зменшенні ширини та товщини спіралі [99, 100]. Щоб усунути омічні втрати та створити резонатор з розмірами значно меншими за довжину електромагнітної хвилі, перспективним рішенням є використання надпровідних спіральних резонаторів.

#### 1.4.1. Надпровідні спіральні резонатори в метаматеріалах

Надпровідні спіральні резонатори особливо привабливі для дослідження метаматеріалів завдяки своїй магнітоактивній діелектричній проникності та надкомпактній конструкції [32, 101]. Глибоко субхвильові надпровідні спіральні резонатори вже реалізовані з розміром меншим  $\lambda_0$ /800, де  $\lambda_0$  — довжина хвилі у вільному просторі [102]. Крім того, надпровідники мають низький поверхневий опір в радіочастотному діапазоні і здатні створювати великі значення індуктивності без значних втрат, типових для звичайних металевих аналогів.

Велика кількість витків створює значну геометричну індуктивність  $L_{geo}$  [103], а відстань між ними забезпечує значну ємність *C* [104]. Це дозволяє зберігати компактну геометрію при досягненні резонансної частоти нижче 100 МГц, незважаючи на великі значення λ і фундаментальна резонансна частота може бути виражена як:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_{geo} + L_{kin})C}}$$
(1.21)

Використання надпровідників вводить додатковий елемент — кінетичну індуктивність  $L_{kin}$  [105], пов'язану із щільністю надпровідних носіїв заряду. При наближенні до температури надпровідного переходу  $T_c$  надтекуча щільність знижується, і  $L_{kin}$  починає домінувати у загальній індуктивності, що призводить до значного зниження значення  $f_0$  [102].

Переваги надпровідних спіральних резонаторів над звичайними, тобто тими, що не знаходяться в надпровідному стані, були продемонстровані в роботах [32, 106, 107], а саме те, що магнітний відгук спіралей можна точно налаштувати, змінюючи надпровідну фазу за допомогою температури або магнітного поля. Резонансні характеристики у надпровідному резонаторі мають надзвичайно високий коефіцієнт добротності (*Q*) порівняно із звичайними, не надпровідними металевими метаматеріалами.

Надпровідні спіральні мікро-резонатори знаходять широке застосування у створенні надпровідних фільтрів [108-111], у детекторах кінетичної індуктивності MKID (Microwave Kinetic Inductance Detectors) [112, 113], а також в елементах надпровідних метаматеріалів [106, 114].

## 1.4.2. ВЧ НКВІД як метаатом метаматеріалу

Вперше припущення про можливість створення метаматеріалу, в основі якого лежить масив ВЧ НКВІДів, було висунуто в роботах [115, 116]. Ґрунтуючись на результатах аналітичного дослідження було показано, що магнітна проникність матеріалу може бути від'ємною і більше того, її можна перебудовувати у великому діапазоні частот за допомогою іншого (зв'язуючого) поля, за допомогою квантової інтерференції. На відміну від звичних для надпровідних магнітних метаматеріалів, метаатомами у яких виступають спіральні резонатори або кільцеві розрізні резонатори, ВЧ НКВІД, завдяки наявності контакту Джозефсона можна значно легше налаштувати по частоті.

Резонансну частоту ВЧ НКВІДу можна задати таким самим чином, як і резонансну частоту спірального резонатора (1.21). При цьому, завдяки макроскопічній квантовій властивісті квантування потоку можна легко керувати кінетичною індуктивністю Джозефсонівського контакту (1.10), за допомогою впливу зовнішнього магнітного та електромагнітного полів, температури, ВЧ потужності:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{(L_{geo} + L_{kin})C}}$$
(1.22)

Тут  $L_{geo}$  – геометрична індуктивність надпровідного кільця ВЧ НКВІДа, а C– ємність контакта, така що  $f_{geo} = 1/2 \pi \sqrt{L_{geo}C}$  – частота геометричного резонансу кільця ВЧ НКВІДу при температурах  $T > T_c$  та при відсутності ефекта Джозефсона в рамках моделі RCSJ.

#### 1.4.3. Поведінка масиву НКВІДів у метаматеріалі

Двовимірні метаматеріали (метаповерхні) на базі ВЧ НКВІДів – це масиви ідентичних ВЧ НКВІДів, розташованих на однаковій відстані один від одного. Елементи масиву реагують не тільки на зовнішнє електромагнітне поле, але й індуктивно пов'язані між собою. Докладний аналіз поведінки таких метаматеріалів описано в огляді [117]. Розглянемо взаємодію між метаатомами в структурі метаматеріалу.

При накладенні зовнішнього магнітного поля, змінного в часі, в кільцях ВЧ НКВІДів, індукується надпровідний струм, який зв'язує НКВІДи між собою диполь-дипольною взаємодією через їхню взаємоіндуктивність.

Для двовимірного масиву *NxN* елементів (рис. 1.13) справедливо записати динамічні рівняння для магнітних потоків через контури НКВІДів. Запишемо відповідні співвідношення балансу магнітних потоків для НКВІДу в зеленому прямокутнику (рис. 1.13):

$$\Phi_{n,m} = \Phi_{ext} + L[I_{n,m} + \lambda_x(I_{n-1,m} + I_{n+1,m}) + \lambda_y(I_{n,m-1} + I_{n,m+1})], \qquad (1.23)$$

де  $\phi_{n,m}$  – магнітний потік, що проходить через (*n*, *m*)-й НКВІД метаматеріала,  $I_{n,m}$ – загальний струм, індукований у (*n*, *m*)-у НКВІДі,  $\lambda_{x,y} = \frac{M_{x,y}}{L}$  – коефіцієнти магнітного зв'язку між сусідніми НКВІДами,  $M_x$  і  $M_y$  — взаємні індуктивності у напрямках *x* та *y* ( $M_{x,y} < 0$ ), індекси *n* і *m* варіюються від 1 до  $N_x$  та від 1 до  $N_y$ відповідно. У RCSJ моделі струм  $I_{n,m}$  можна визначити наступним чином:

$$-I_{n,m} = C \frac{d^2 \Phi_{n,m}}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{d \Phi_{n,m}}{dt} + I_C \sin(2\pi \frac{\Phi_{n,m}}{\Phi_0}).$$
(1.24)

Рівняння (1.23) можна перетворити так, щоб отримати струми в НКВІДах як функцію магнітних потоків, а потім поєднавши їх з рівнянням (1.24) отримаємо динамічні рівняння:

$$C\frac{d^{2}\Phi_{n,m}}{dt^{2}} + \frac{1}{R}\frac{d\Phi_{n,m}}{dt} + I_{c}\sin(2\pi\frac{\Phi_{n,m}}{\Phi_{0}}) -$$

$$\lambda_{x}(\Phi_{n-1,m} + \Phi_{n+1,m}) - \lambda_{y}(\Phi_{n,m-1} + \Phi_{n,m+1}) = [1 - 2(\lambda_{x} + \lambda_{y})]\Phi_{ext}$$
(1.25)

Отримане рівняння (1.25) можна переписати у безрозмірній формі:

$$\ddot{\phi}_{n,m} + \gamma \dot{\phi}_{n,m} + \phi_{n,m} + \beta \sin(2\pi\phi_{n,m}) - \lambda_x(\phi_{n-1,m} + \phi_{n+1,m}) - \lambda_y(\phi_{n,m-1} + \phi_{n,m+1}) = \phi_{eff} \quad (1.26)$$

де  $\phi_{eff} = [1-2(\lambda_x + \lambda_y)]\phi_{ext}$  — «ефективний» зовнішній потік з  $\phi_{ext} = \phi_{dc} + \phi_{ac} \cos(\Omega t)$  — нормований зовнішній потік ( $\Omega = \frac{\omega}{\omega_0}$  — нормована частота збудження кільця НКВІДу),  $\beta = \frac{I_c L}{\phi_0} = \frac{\beta_L}{2\pi}$  — нормований на  $2\pi$  параметр  $\beta_L$ ,  $\gamma = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$  — безрозмірний коефіцієнт втрат. Ефективний потік виникає за рахунок взаємодії найближчих «сусідів». Для метаматеріалів кінцевого розміру зі НКВІДів (*NxN* НКВІДів)  $\phi_{eff}$  буде відрізнятися для НКВІДів, що розташовані по периметру масиву. Для метаатомів на краях масиву  $\phi_{eff}$  може приймати наступний вигляд:  $[1 - 2\lambda_x - \lambda_y]\phi_{ext}$  — для НКВІДів розташованих на верхній/нижній границі масиву;

 $[1 - \lambda_x - 2\lambda_y]\phi_{ext}$  – для НКВІДів розташованих на бічних границях;  $[1 - \lambda_x - \lambda_y]\phi_{ext}$  для НКВІДів розташованих в кутках масиву.



Рис. 1.13. Схематичне зображення двовимірного метаматеріалу зі НКВІДів у змінному в часі магнітному полі *H*(*t*).

## 1.5. Методи дослідження надпровідникових структур. Низькотемпературна лазерна скануюча мікроскопія

Дослідження структур з розмірами від нанометрів і більше потребує спеціального підходу та відповідних методів, особливо коли йдеться не лише про вивчення структури матеріалів, а й їхніх властивостей у різних станах.

Для комплексного вивчення зразка недостатньо використовувати лише один метод, тому часто вдаються до комбінування різних методів, які можна поділити на такі групи:

- мікроскопічні методи візуалізації
- дифракційні методи структурного аналізу
- спектроскопія

Розглянемо мікроскопічні методи, які включають скануючу зондову, скануючу електронну і оптичну (лазерну) мікроскопії.

Скануючий тунельний мікроскоп був створений Г. Біннінгом і Г. Ререром [118], і в 1982 з його допомогою вперше було отримано зображення поверхні атома кремнію з атомарною роздільною здатністю. За це відкриття вчені отримали Нобелівську премію в 1986 році. Принцип роботи СТМ грунтується на тунелюванні електронів через вакуумний бар'єр. СТМ відноситься до зондових методів скануючої мікроскопії, оскільки робочим органом даного методу служить струмопровідна металева голка – зонд.

Техніки скануючої тунельної мікроскопії та скануючої тунельної спектроскопії зробили значний внесок у вивчення властивостей високотемпературних надпровідників [119, 120].

Принцип роботи атомно-силового та тунельного мікроскопів практично ідентичний, за винятком того, що атомно-силовий мікроскоп заснований на використанні сил міжатомних зв'язків. На коротких відстанях (приблизно 0,1 нм) між атомами двох об'єктів діють сили відштовхування, тоді як на великих відстанях – сили тяжіння. Ці сили балансуються на відстані близько 0,2 нм між атомами [121]. В атомно-силовому мікроскопі досліджувана поверхня та зонд, що ковзає над нею,

діють як тіла, що взаємодіють між собою. Даний вид мікроскопії також знайшов своє застосування у вивченні надпровідників, переважно високотемпературних [122, 123].

Електронний скануючий мікроскоп (ЕСМ) [124], є одним з найбільш широко використовуваних методів у дослідженні матеріалів. На відміну від зондових методів, розглянутих вище, ЕСМ використовує пучок електронів для сканування поверхні зразка. Принцип роботи ЕСМ заснований на взаємодії електронного пучка з атомами зразка, що призводить до детектування різних сигналів, джерелом яких є вторинні електрони, розсіяні електрони і характеристичне рентгенівське випромінювання [125, 126]. Ці сигнали детектуються та використовуються для отримання зображення поверхні з високою роздільною здатністю, а також для аналізу елементного складу та інших властивостей матеріалу. Даний вид мікроскопії також використовується для проведення досліджень надпровідників. [127-130].

У лазерній скануючій мікроскопії поверхня об'єкта сканується сфокусованим лазерним променем по (*x*, *y*) координатам. Зображення поверхні або інша характеристика об'єкта генерується електронною системою управління мікроскопа. Лазер фокусується до розміру плями, що відповідає бажаній роздільній здатності [131].

Найпростіший спосіб формування зображення – використання детектора, який реєструє розсіяне лазерне випромінювання від об'єкта. Ті ж принципи можна застосовувати і до випромінювання, розсіяного при просвічуванні зразка. Приклади застосування ЛСМ включають оптичну мікроскопію [132, 133], використання в медицині та біології [134, 135] і матеріалознавстві [136], як потужний інструмент неруйнівного контролю чіпів планарної мікроелектроніки [137-140], що містять напівпровідникові та звичайні металеві елементи.

Лазерна скануюча мікроскопія надпровідників або низькотемпературна лазерна скануюча мікроскопія (НТЛСМ) вимірює зміни електричних властивостей зразка, фотоіндуковані лазерним випромінюванням [141, 142]. Будь-які зміни у фізичних параметрах і властивостях як лазерного пучка, так і надпровідника в

результаті їх оптичної та/або теплової взаємодії, як у всьому обсязі надпровідника, так і в області фокусування лазерного променя називаються фотовідгуком (ФВ). Лазерна скануюча мікроскопія надпровідників була розроблена та вперше застосована для дослідження розподілу струму в надпровідних структурах [143] [144]. В основі підходу, використаного для цього лежить той факт, що лазерноіндуковані зміни під дією лазерного зонду пропорційні квадрату локальної щільності струму в області опромінення [143].

Головні теоретичні і конструкційні завдання, які розв'язуються за допомогою методів НТЛСМ, тісно переплітаються з аналогічними проблемами, відомими з техніки низькотемпературної скануючої електронної мікроскопії (НТСЕМ) [145-147]. Враховуючи схожість методів НТЛСМ та НТСЕМ, а також їх інструментальну еквівалентність стосовно дослідження надпровідників [148], можна вказати на переваги НТЛСМ. Основні з них можуть бути сформульовані наступним чином:

- Фотони лазерного випромінювання не несуть електричний заряд, а отже можна уникнути ефектів електронної взаємодії з досліджуваною структурою [149].
- Енергія фотона на 3 порядки менше енергії електрона, випущеного з прискорювача в СЕМ, тому метод лазерної скануючої мікроскопії значно менше впливає на стан структури, що вивчається.
- Електромагнітна нейтральність квантів світла дозволяє проводити фокусування світлових пучків ЛСМ в будь-яких конфігураціях магнітних полів, в яких може знаходитися досліджуваний зразок: від сильних (до десятків Тесла) полів до їх відсутності, що проблематично в СЕМ. [150]
- На відміну від СЕМ, немає необхідності використовувати вакуумну техніку для вивчення зразків.

З іншого боку, при скануванні лазерним променем, досяжний діаметр світлової плями на поверхні зразку набагато більше, що призводить до гіршої просторової роздільної здатності. Глибина зондування лазерним променем залежить від матеріалу і зазвичай становить лише кілька нанометрів для металів. Діелектричні матеріали, навпаки, можуть бути прозорими для лазерного світла.

## 1.5.1. Формування фотовідгуку НТЛСМ при скануванні надпровідників.

Різноманітні аспекти теорії основних механізмів взаємодії надпровідників з фотонами вже описані в літературі [151-155]. Складність цієї проблеми зумовлена необхідністю докладного опису ієрархії елементарних взаємодій між електронами, фононами, фотонами, квазічастинками, куперівськими парами та іншими частинками, що беруть участь у формуванні механізмів надпровідного стану.

У надпровідному стані куперівські пари мають когерентність і можуть рухатися разом без дисипації енергії. Відповідно до теорії нормальних металів і надпровідників, представленої в роботі Абрикосова [13], за будь-якої ненульової температури надпровідника, в основі процесів взаємодії лазерного випромінювання зі надпровідним матеріалом лежать ефекти поглинання фотонів вільними квазічастинками зі збільшенням їх кінетичної енергії. Енергія фотонів лазерного випромінювання коливається в межах від 1,6 еВ до 3,2 еВ, що значно перевищує енергію зв'язку  $\Delta$  куперівської пари в надпровіднику. Для прикладу, енергія зв'язку для *Nb*:  $2\Delta_{Nb}(4,5 \text{ K}) \approx 5 \text{ меВ}.$ 

Ефект локального поглинання квантів лазерного випромінювання надпровідником може бути описаним двома основними сценаріями. На рисунку (1.14) показано схему цих сценаріїв. Перший сценарій пов'язаний із поглинанням квантів низькоенергетичними квазічастинками, які вже присутні при температурі T>0 с з подальшим збільшенням їх енергії на величину  $\hbar\omega_L$ , де  $\omega_L$  – циклічна частота лазерного випромінювання.



Рис. 1.14. Співвідношення між надпровідними *n<sub>s</sub>* та нормальними *n<sub>N</sub>* носіями заряду в енергетичному спектрі (а) рівноважного і (б) фотоіндукованого збудженого стану надпровідника, а також схема (в) енергетичного обміну між учасниками взаємодії.

На малюнку 1.14 (в) видно, що процеси обміну енергією між фотонами лазерного випромінювання, куперівськими парами, квазічастинками та фононами формуються при температурі надпровідника  $T \leq T_c$  під впливом складної ієрархії різних часів релаксації ( $\tau_{ES}$ ,  $\tau_{EE}$ ,  $\tau_{EP}$ ,  $\tau_{PB}$ ,  $\tau_T$ ,  $\tau_R$  та інші) та відповідних їм просторових параметрів дифузії збуджень. Парціальний внесок кожного компоненту цієї взаємодії визначає домінуючий механізм фотоіндукованого відгуку надпровідника.

Позначення часів релаксації:

- τ<sub>ES</sub> час виходу акустичного фонону із надпровідника у підкладку;
- τ<sub>EE</sub>, τ<sub>EP</sub>, τ<sub>T</sub> часи електрон-електронної, електрон-фононної та теплової релаксації відповідно;
- *τ*<sub>PB</sub> час, необхідний для руйнування однієї куперівської пари;

• *т*<sub>*R*</sub> – час рекомбінації куперівської пари.

У процесі електрон-фононної релаксації (за час  $\tau_{EP}$ ) високоенергетичні квазічастинкки повертаються в рівноважний стан, а при їх рекомбінації (за час  $\tau_R$ ) можуть народжуватися високочастотні фонони. Ці фонони здатні руйнувати куперівські пари в процесі теплообміну (за час  $\tau_{PE}$ ).

Другий сценарій пов'язаний з прямим (оптичним) руйнуванням куперівських пар окремими фотонами випромінювання (за час  $\tau_{PB}$ ). Кожен фотон може створити близько  $\hbar \omega_L / \Delta_s$  низькоенергетичних квазічастинок, формуючи «стоксівський сателіт» з безперервним спектром  $\hbar \omega_L \leq \hbar \omega_L - 2\Delta_s$ , де  $\hbar \omega_L = 2\pi c / \lambda_{LASER}$  – частота ініціюючих фотозбуджень.

При вимиканні лазерного випромінювання надпровідність відновлюється (за час  $\tau_R$ ), що супроводжується загасанням фононної заселеності (за час  $\tau_{ES}$ ). В умовах слабких збурень динаміка квазічастинок та високочастотних фононів може бути оцінена за моделлю Ротвафа [156] :

$$\frac{dn}{dt} = I_0 + \eta N - Rn^2 \tag{1.27}$$

$$\frac{dN}{dt} = J_0 - \frac{\eta N}{2} + \frac{Rn^2}{2} - \gamma (N - N_T), \qquad (1.28)$$

де *n* і *N* – концентрації квазічастинок та фононів відповідно,  $\eta$  – ймовірність руйнування пари при поглинанні фонону, *R* – співвідношення між рекомбінацією квазічастинок та народженням фононів, *N*<sub>T</sub> – концентрація фононів у рівноважному стані при температурі *T*. *I*<sub>0</sub> і *J*<sub>0</sub> позначають зовнішні джерела квазічастинок та фононів, згідно з описом, прийнятим Кабановим [157]. Параметр  $\gamma$  визначається з умов протікання найшвидшого процесу – ангармонічного загасання фононів або їхньої дифузії в підкладку. При цьому з огляду на умови  $\omega_M \gg 1/\tau P$ , домінуючим ефектом стає теплова релаксація зондового збудження в підкладку.

## 1.5.2. Фотоіндукований відгук на лазерне опромінення

Фізична модель лазерної скануючої мікроскопії добре узгоджується з відповідною моделлю скануючої електронної мікроскопії. Тому, виходячи з

висновків роботи Гросса-Келлі про НТСЕМ [145] параметри взаємодії НТЛСМ можна охарактеризувати узагальненою функцією збурення в зонді P(x, y, z, t), де (x, y) – координати точки опромінення на поверхні зразка, z – координата, перпендикулярна площині зразка та t – час.

Для опису взаємодії лазерного променя із зразком в околицях деякої точки скористаємося наступним виразом:

$$P(x, y, z, t) = P_0(t)\sigma[(x - x_0(t)), (y - y_0(t)), (z - z_0(t))],$$
(1.29)

де  $P_0(t)$  – інтегральне збурення поверхні зразка в надпровідному стані лазерним зондом під час впливу t; (x, y) і z – абсолютні декартові координати зонда, що вказують місце розташування світлової плями на поверхні зразка (z = 0) і вглиб від неї (z > 0), відповідно;  $(x_0, y_0)$  і  $z_0$  – відносні координати, які характеризують фізичні розміри області збурення щодо центру фокусування пучка. Очевидно, що функція роздільної здатності зонда  $\sigma(x, y, z)$ , зв'язок якої з реальними просторовими координатами надпровідного об'єкта виражається за допомогою інтегрування одиничному об'єму  $\int dx dy dz \sigma(x, y, z) = 1$ .

При дослідженні зразка лазерним зондом, можна визначити об'єм де відбувається поглинання лазерної енергії, як об'єм циліндра з радіусом  $\rho_L$  і висотою  $\alpha_0$ .

Незважаючи на різноманітність механізмів фотоіндукованого відгуку (ФВ) надпровідників, його просторово-тимчасова структура може бути описана узагальненою функцією  $\Phi B_j(x,y,z,t)$ . У разі слабких (лінійних) збурень P'(x, y, z, t) ця функція виражається з допомогою функції Гріна наступним чином:

$$\Phi B_{j}(x, y, z) = \int dx' dy' dz' \int dt' G(x, y, z, x', y', z', t-t') P(x', y', z').$$
(1.30)

Передбачається, що G = 0 для всіх моментів часу  $t' - t \le 0$ . В адіабатичній (повільний тепловий режим фотовідгуку) та лінійній оптичній зміні фотовідгуку залежно від *P*, можна говорити про квазістатичний характер варіацій фотовідгуку. У цих режимах можна використовувати статичне перетворення G(x, y, z, x', y', z'), при якому тимчасова структура відгуку в рівнянні (1.30) не має значення.

Особливий інтерес представляє поведінка фотовідгуку при нерівноважному порушенні структури надпровідника, яке завжди є у зоні фокусування зонда при температурі  $T \leq T_c$ . Природа цього ефекту обумовлена невідповідністю локальної ефективної температури фотоіндукованих у зонді квазічастинок та рівноважної температури T, пов'язаної з передбачуваною концентрацією носіїв заряду щодо  $\Delta_s(T)$ .

Локальність комплексного джерела впливу P'(x, y, z, t) може бути представлена у простій функціональній формі. У тому випадку, коли радіус області ініціюючого оптичного збурення значно більше характерної глибини згасання нерівноважних збуджень у надпровідному матеріалі, ступінь просторової концентрації впливу зберігається у вигляді гаусового розподілу лазерної потужності в зонді. Якщо геометричні розміри  $\rho_L$  та  $\Lambda$  ( $\Lambda$  – характерна довжина згасання нерівноважного стану, індукованого електронним пучком) співставні, джерело впливу можна подати у вигляді  $\sqrt{\rho_L^2 + \Lambda^2}$ , де профіль згасання  $\Lambda$  зазвичай має експоненційну форму.

Зазначимо, що параметр  $\Lambda$  може бути довільним. Наприклад, при тепловому (болометричному) режимі збудження фотовідгуку він визначається як довжина температурної хвилі в надпровідній структурі  $\eta_T$ , яка залежить від умов акустичного узгодження надпровідника та підкладки.

#### 1.5.3. Режими НТЛСМ контрастів

Лазерний скануючий мікроскоп може застосовуватися в різних режимах, залежно від того, яке завдання необхідно виконати в рамках дослідження. Крім дослідження структурних характеристик, НТЛСМ дозволяє вивчати процеси, що відбуваються в надпровідниках розміщених в зовнішньому магнітному полі, при пропусканні струму через зразок або вивчати зразки з різними геометричними формами. Докладний аналіз режимів представлено в [37, 107, 158], розглянемо основні особливості режимів.

#### • Режим оптичного контрасту:

Оптичний контраст використовується для виявлення структурних неоднорідностей на поверхні зразків. Це досягається за допомогою аналізу потужності та/або кута деполяризації відбитого лазерного випромінювання при процесі сканування. Режим оптичного контрасту дозволяє виявляти мікродефекти також області різним поверхні, межі зерен, вмістом кисню 3 В високотемпературних надпровідникових (BTHII) матеріалах. Порівняння зображень, отриманих у цьому режимі, із зображеннями, отриманими в інших дозволяє взаємозв'язок між контрастних режимах, встановити різними властивостями надпровідника. Крім того, цей режим корисний для калібрування інтенсивності випромінювання, визначення розміру пікселя та оцінки спотворень зображення [37].

#### • Режим сканування надпровідників з пропусканням постійного струму:

Використання режиму контрасту на постійному струмі дозволяє досліджувати просторову структуру резистивного стану надпровідника. Для створення ЛСМ-зображення в цьому режимі, зразок піддається впливу постійного транспортного струму величиною *I<sub>B</sub>*. Вплив цього струму та/або дія лазерного зонда призводить до переходу зразка в резистивний стан. Зміна напруги, що виникає в зразку через його локальне освітлення, служить фотовідгуком для формування контрасту на зображенні.

Феноменологічно, загальна зміна напруги, індукована на невеликому шматку надпровідника, може бути виражена так:

$$dV = \frac{dV}{dT}dT + \frac{dV}{dI_B}dI_B$$
(1.31)

Перший доданок відповідає за тепловий відгук зразка, також його можна називають болометричним режимом, другий доданок це неболометричний режим, тобто відгук, який виникає при пропусканні струму, V – зареєстрована зміна напруги у зразку, T – температуру зразку, а  $I_B$  – струм зміщення. Щоб показати залежність напруги від потужності лазера P, опору зразка R, струму зміщення  $I_B$ ,

ефективної теплопровідності G(T), надпровідної щілини  $\Delta$  та критичного струму  $I_c$ , перепишемо формулу (1.31) у наступному вигляді [159]:

$$\frac{dV}{dP} = I_B \frac{\partial R}{\partial T} \frac{1}{G(T)} + \frac{\partial V}{\partial I_C} \frac{\partial I_C}{\partial \Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial P}$$
(1.32)

Болометрична складова відгуку представлена першим доданком рівняння (1.32). Ця складова добре вивчена і широко застосовується в експериментах із візуалізації залежних від температури параметрів надпровідності. Болометрична складова особливо важлива, коли потужність лазерного випромінювання P модулюється на певній частоті  $f_M$ , яку можна задати рівнянням  $P = P_0 \sin(2\pi f_M t)$ .

Відмітимо, що болометрична компонента відгуку затухає пропорційно  $1/f_M$  і її внесок у загальний відгук мікроскопа можна контролювати, змінюючи частоту модуляції пучка. Збільшення частоти модуляції лазерного зонду, призводить до зменшення розмірів області, в якій спостерігається коливання температури, викликоної тепловою дією лазера [147]. Це дає можливість вимірювати внесок болометричної складової та дослідити вплив другого члена у рівнянні фотовідгуку мікроскопа [37].

Неболометричний режим особливо цікавий при вивченні прямих ефектів оптичного випромінювання на надпровідний стан досліджуваного зразка. Цей режим також може бути корисним для покращення просторової роздільної здатності мікроскопа, аж до розмірів оптичного зонду. У цьому випадку специфічні механізми прямого впливу на надпровідну щілину  $\Delta$  з боку потужності лазерного опромінення описуються третім множником  $\partial \Delta / \partial P$  в неболометричній частині формули (1.32). Аспекти механізмів генерації ФВ (*x*,*y*) у надпровідниках розглядаються у ряді оглядових статей [153, 160, 161].

• Режим термоелектричної візуалізації:

У режимі термоелектричної візуалізації через зразок не пропускається електричний струм. Фотовідгук  $\Phi B(x, y)$ , індукований нагрівальним впливом лазерного зонда, створює контраст лазерного скануючого мікроскопа, пов'язаний з потоком теплової енергії через зразок в нормальному стані при  $T > T_c$  [162-164].

Фотовідгук  $\Phi B(x,y)$  пропорційний куту нахилу  $\alpha$  між кристалографічною віссю зразка і нормаллю до її поверхні внаслідок тензорного ефекту Зеебека [165]:

$$\delta V_s(x, y) = \Delta T \Delta S(\frac{l_T}{d_f}) \sin 2\alpha, \qquad (1.33)$$

де  $l_T$  — радіус теплової плями, що збігається з довжиною термодифузії зразка;  $d_f$  — товщина надпровідного зразка,  $\Delta S = S_{ab} - S_c$  — різниця між значеннями коефіцієнта Зеєбека  $S_c$  вздовж кристалографічної *c*-осі і коефіцієнта Зеєбека  $S_{ab}$  в (*a,b*) площині [165]. Режим термоелектричного контасту лазерного скануючого мікроскопа допомагає ідентифікувати окремі зерна різної кристалографічної орієнтації, нерівномірно розподілені в області дослідження зразка [37, 166].

## • Режим ВЧ лазерної скануючої мікроскопії.

При вивченні ВЧ характеристик надпровідників, зразок розміщується в магнітному полі. В цьому випадку ФВ НТЛСМ залежить від індукованого лазером термічного впливу на ВЧ коефіцієнт пропускання  $S_{21}(f)$  досліджуваного зразка на заданій довжині хвилі лазерного пучка. Зміни в коефіцієнті пропускання детектуються синхронним підсилювачем.

В болометричному режимі ФВ мікроскопу пропорційний  $(\partial |S_{21}(f)|/\partial T)\delta T$ відповідно до локальних змін температури  $\delta T$ .

Його можна розкласти на 3 компоненти: індуктивну, резистивну та внесених втрат. Їх можна отримати взяттям часткових похідних від  $S_{21}(f)$  [167] [168]:

$$PR \sim \delta \|S_{21}(f)\|^{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \|S_{21}(f)\|^{2}}{\partial f_{0}} \frac{\partial f_{0}}{\partial T} + \frac{\partial \|S_{21}(f)\|^{2}}{\partial (\frac{1}{2Q})} \frac{\partial (\frac{1}{2Q})}{\partial T} + \frac{\partial \|S_{21}(f)\|^{2}}{\partial \hat{S}_{21}^{2}} \frac{\partial \hat{S}_{21}^{2}}{\partial T} \right) \delta T(x, y), \quad (1.34)$$

де  $f_0$  – резонансна частота досліджуваного зразка, Q – добротність резонансного контуру,  $\hat{S}_{12}$  – максимум коефіцієнта пропускання.

Індуктивна компонента фотовідгуку  $PR_I$  (перший доданок (1.34)) пов'язана з перебудовою резонансної частоти  $\delta f_0$ . Це викликано модуляцією глибини проникнення магнітного поля, індукованою лазерним зондом, в надпровідник та модуляцією кінетичної індуктивності.  $PR_I$  пропорційний ~  $A\lambda^2(x, y)J_{RF}^2(x, y)\partial\lambda$ , де A – область, нагріта лазерним випромінюванням,  $\lambda(x, y)$  – глибина проникнення магнітного поля в область зразка з координатами (x, y) і залежить від зміни глибини проникнення  $\partial \lambda$ , викликаної нагріванням поверхні лазером. Коли  $\lambda(x, y)$  і  $\partial \lambda$  рівні, тоді індуктивна складова  $PR_I$  має профіль, пропорційний локальному значенню квадрата густини радіочастотного струму  $J_{RF}^2(x, y)$  [144].

Резистивна компонента фотовідгуку  $PR_R$  та компонента внесених втрат  $PR_{IL}$  (другий та третій доданок рівняння (1.34) відповідно), виникають в результаті термічно викликаних змін локального опору зразка  $R_s$  і відображають зміни омічної дисипації, створюваної лазерним зондом [167, 168].

## • Режим нелінійного радіочастотного контрасту:

У режимі нелінійної радіочастотної візуалізації НТЛСМ метод інтермодуляційних спотворень третього порядку (IMD) застосовується для вивчення змін переданої потужності  $P_{2f2 - f1}$  чи  $P_{2f1-f2}$  залежно від положення лазерного зонду (*x*, *y*). Ці сигнали виникають в результаті нелінійного змішування двох ВЧ-збуджень резонатора на частотах  $f_1$  та  $f_2$ . Наприклад, зміна переданої потужності IMD  $P_{2f1-f2}$  визначається наступним виразом [38, 168].

$$\frac{\delta P_{2f_1-f_2}}{P_{2f_1-f_2}} \sim \left\{ \frac{\delta \lambda}{\lambda} - \frac{\delta J_{IMD}}{J_{IMD}} - \frac{\int \delta \lambda R_S J_{RF}^2 dS + \int \delta R_S \lambda J_{RF}^2 dS}{\int \lambda R_S J_{RF}^2 dS} \right\},\tag{1.35}$$

де  $R_s$  – це поверхневий опір,  $J_{IMD}$  – велечина струму нелінійності [170], а  $\delta J_{IMD}$  зміни в велечині струму нелінійності, викликані тепловою дією лазера. Таким чином, фотовідгук НТЛСМ в режимі нелінійного радіочастотного контрасту пов'язаний з локальними змінами струму нелінійності, а також зі змінами глибини проникнення та поверхневого опору в місці збурення [37].

#### Висновки до розділу 1

У цьому розділі було детально розглянуто просторово-неоднорідні надпровідні структури та методи їх дослідження. Встановлено, що такі структури демонструють унікальні електромагнітні властивості, значно відмінні від однорідних надпровідників. Було обговорено механізми утворення резистивних станів у надпровідних тонких плівках, зокрема вплив центрів та ліній проковзування фази на цей процес. Дослідження показало, що ці механізми є ключовими для розуміння переходу надпровідників у резистивний стан під дією зовнішніх факторів, таких як магнітне поле та струм.

Визначено, що метаматеріали на основі надпровідників володіють унікальними властивостями та мають ряд переваг над звичайними матеріалами, зокрема надпровідники – це ідеальні діамагнетики, тобто мають від'ємне значення магнітної проникності  $\mu$ . Особливо цікаві спіральні надпровідникові резонатори, які мають потенціал для використання як метаатомів у складі метаматеріалів. Це відкриває нові можливості для створення високочастотних пристроїв із покращеними характеристиками.

У розділі висвітлено основні методи дослідження надпровідникових структур, зокрема низькотемпературну лазерну скануючу мікроскопію (НТЛСМ). Було детально обговорено формування фотовідгуку при скануванні надпровідників та режими контрастів, що дозволяють отримати детальну інформацію про розподіл струмів і полів у надпровідниках. Цей метод є надзвичайно важливим для глибокого розуміння фізичних процесів у надпровідниках.

Підсумовуючи, ці висновки підкреслюють важливість проведених досліджень для розвитку сучасної надпровідникової електроніки. Отримані результати не тільки розширюють наукові знання про поведінку надпровідників у різних умовах, але й відкривають нові можливості для створення функціональних матеріалів та пристроїв на основі надпровідників, які можуть знайти широке застосування в різних галузях техніки та технологій.

#### **РОЗДІЛ 2**

## ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗИСТИВНИХ СТАНІВ НАДПРОВІДНИХ ПЛІВОК

У цьому розділі розглянуто особливості переходу надпровідників у нормальний стан. Показано, що в цьому процесі, надпровідник не одразу переходить у нормальний стан, а проходить проміжний нестабільний і нестаціонарний резистивний стан. Показано утворення ЛПФ у двовимірних структурах із змінним перерізом на прикладі містка Даєма.

В цьому розділі представлено результати, опубліковані в роботі [2].

# 2.1. ЦПФ і ЛПФ, як механізм розвитку резистивного стану у надпровідних плівках

Модель СБТ [55, 171] та більш пізні теоретичні роботи [60, 172, 173] описують структуру резистивного стану в квазіодновимірному надпровіднику з поперечним розміром ~  $\xi$  як локалізовані нерівноважні області з нестабільним параметром порядку в їх центрі, що періодично змінюється з джозефсонівською частотою  $\omega_J = \frac{2eV}{\hbar}$  (теоретично надпровідність і взагалі дальній порядок неможливі в одномірних провідниках, а практично – при розмірах поперечного перерізу <<  $\xi$ ). Надлишкові квазічастинки, що виникають в моменти, коли параметр порядку стає нульовим у ядрі ЦПФ і відбувається стрибок його фази на  $2\pi$ , дифундують в обидві сторони, поступово приходячи в рівновагу з надпровідним конденсатом, де їх електрохімічні потенціали вирівнюються. Це означає, що навколо ЦПФ існує область з електричним полем на відстані  $l_E$ , що визначається та діркоподібної гілок спектра квазічастинок  $\tau_Q$ :

$$l_E = \left(\frac{v_F l_i \tau_Q}{3}\right)^{1/2} = \left(D\tau_Q\right)^{1/2}.$$
(2.1)

У виразі (2.1)  $v_F$  – це швидкість електронів на поверхні Фермі,  $l_i$  – довжина вільного пробігу електрона,  $\tau_Q$  – час релаксації дисбалансу заряду, D – коефіцієнт

дифузії електронів з довжиною пробігу  $l_i$ ,  $l_E$  – глибина проникнення поздовжнього електричного поля. Час релаксації дисбалансу заряду вперше був теоретично оцінений у роботі [174] та виміряний Тінкхамом [175].

Утворення подальшого ЦПФ при збільшенні транспортного струму призводить до стрибкоподібного додавання напруги, що виражається на ВАХ лінійними ділянками зі зростаючим нахилом, аж до нормального опору (рис. 2.1). Ступінчасті ВАХ мають кілька важливих особливостей: 1) кратність динамічних опорів нахилених ділянок ВАХ, аж до переходу структури в нормальний стан; 2) при продовженні нахилених ділянок ВАХ, всі вони будуть сходитися в одну точку на осі струмів, що являє собою усереднене за часом значення надпровідного струму, що протікає через ЦПФ протягом частини циклу осциляцій параметра порядку в їх середній частині; 3) відсутність гістерезису, що вказує на нетепловий характер їх утворення.



Рис. 2.1. Схематичне зображення ВАХ надпровідної смужки зі струмом *I*, що містить до 4 ЦПФ у вузькому каналі (ЛПФ у широкій плівці) у своєму резистивному стані.

Як показано в роботах [61, 176], у «широких» плівкових смужках із шириною більшою за довжину когерентності  $\xi$  і навіть більше за значення глибини проникнення магнітного поля в надпровідник λ, існують резистивні стани з лініями проковзування фази (ЛПФ), які відповідають ЦПФ у квазіодновимірних каналах. Теоретичний опис ЛПФ недостатньо розроблений у порівнянні з ЦПФ, але експерименти, включаючи з лазерною мікроскопією [177] та спостереження ступенів Шапіро [178], показують, що ЛПФ також є локалізованими утвореннями, у яких відбуваються нерівноважні нестаціонарні процеси, аналогічні таким у ЦПФ.

У схемах надпровідної електроніки елементи мають складну геометрію, що, з урахуванням ефекту Мейснера, скін-ефекту та технологічних нерівностей границь, вкрай ускладнює розрахунок реальних щільностей струму та виявлення «слабких місць», особливо на надвисоких частотах, при яких до того ж виникають багатомодові резонанси утворення стоячих хвиль. У цих випадках можлива візуалізація не тільки резистивного стану, а й щільності струму в передкритичному стані при безконтактному вимірюванні НТЛСМ-відгуку надпровідних елементів на високих частотах [74].

## 2.2. Надпровідний перехід широких надпровідних плівок

Основним матеріалом сучасних літографованих надпровідних мікроструктур та мікросхем є ніобій, проте для цілей дослідження критичних струмових та добре зарекомендували себе «м'які» резистивних станів так звані низькотемпературні надпровідники, головним чином, індій та олово. З них легко можна виготовити плівки високої якості при відносно невисокому вакуумі (порівнянно за більш вибагливими ніобієм чи ВТНП), мають досить великі (одиниці мікрона або долі мікрон) довжини когерентності і глибини проникнення магнітного і електричного поля поблизу критичної температури. Час непружної релаксації  $\tau_{\epsilon} \sim 10^{-9} - 10^{-10}$  с, який визначає нерівноважні процеси і в надпровідному стані лежить у добре освоєному НВЧ (мікрохвильовому) діапазоні частот, а час релаксації розбалансу заряду  $\tau_Q$  відповідає ще нижчим частотам. Ці «класичні» надпровідники значно зручніші для вивчення фундаментальних властивостей надпровідності, особливо за допомогою просторово-роздільних методів.

Рял приладів, такі як болометри, плівкові магнітометри, i т.д. використовують залежність опору на кривій переходу R(T). При цьому, вимірюючи *R* більшість експериментаторів насправді фіксують падіння напруги *V* при заданому транспортному струмі I і вважають опір як R = V/I. Але при переході зразка в надпровідний стан, транспортний струм поділяється на нормальну і надпровідну компоненти, а падіння напруги може мати різну природу за рахунок поздовжнього електричного поля в нормальних областях, в яких відбувається дифузія квазічастинок і зміни фази параметра порядку в часі.

На рис. 2.2. показано сімейство ВАХ тонкоплівкової надпровідної олов'яної смужки розміром 30х100 мкм, виміряних при різних температурах в процесі надпровідного переходу. Плівка олова товщиною 200 нм нанесена термічним випаровуванням у вакуумі на підкладку з монокристалічного кварцу.



Рис.2.2. Сімейство ВАХ олов'яної смужки розміром 30х100 мкм за різних температур. Температура кривої 1 – 3,757 К, для кривої 8 – 3,738 К, зміна температури відбувається з кроком 0,003 К.

Початкові ділянки ВАХ записані з кроком температури 0,003 К. Видно, що перехід у надпровідний стан починається у флуктуаційній області (криві 1-3) шириною близько 0,01 К і завершується в інтервалі температур менше ніж 0,003 К, після чого з'являється невеликий критичний струм, а ВАХ мають лінійний вигляд з диференціальним опором, рівним нормальному  $R_N$ , і надлишковим надпровідним струмом. Подальше зниження температури призводить до збільшення критичного та надлишкового струмів, а диференціальний опір залишається рівним  $R_N$ . Тому зменшення напруги V, яке можна спостерігати при будь-яких фіксованих транспортних струмах, означає "нехватку" напруги в нормальному стані, за рахунок зміни величини надпровідної компоненти струму. У цьому випадку ми можемо розділити транспортний струм на середній надпровідний (надлишковий струм) і нормальний (решта). З цього також випливає, що температурні залежності напруги V(T) та опору зразка R(T) можна вважати еквівалентними тільки в межі

малих струмів, які на практиці обмежені тільки шумовими характеристиками вимірювальної техніки.

Надлишковий струм  $I_{exc}$  свідчить про наявність осциляцій фази параметра порядку у зразку. Модуль параметра порядку обертається в нуль у певні моменти циклу, тоді відбувається зміна (проковзування) фази на  $2\pi$ , а падіння напруги в нерівноважній ділянці визначає частоту цих осциляцій згідно зі співвідношенням Джозефсона  $\omega_J = \frac{2eV}{\hbar}$ , в цей час в зразку протікає нормальна компонента струму. В решту періоду осциляції тече надпровідний струм, усереднення якого в часі і дає надлишковий струм. Таким чином, ненульовий надлишковий струм є індикатором того, що в області ЛПФ протікають змінні струми джозефсонівської частоти.

#### 2.3. Формування ЦПФ та ЛПФ у НВЧ полях

Питання утворення ЦПФ і ЛПФ при руйнуванні надпровідності в протяжних надпровідних структурах під дією не постійного, а змінного НВЧ струму [179] з частотою, близькою або більшою від часу релаксації заряду (часу перемішування гілок електронно-діркового спектру  $\tau_Q$ ), залишається все ще не до кінця зрозумілим [179, 180]. Спільна дія НВЧ поля та постійного струму на надпровідну плівкову смужку не є адитивною. Нижче будуть наведені результати експериментів з одночасним впливом постійного та НВЧ струмів на надпровідну смужку.

Цей сценарій підтверджується наявністю сходинок Шапіро на ВАХ при опроміненні містка НВЧ полем. На рис. 2.3 показано поведінку сходинок Шапіро на ВАХ містка олова розміром 10х25 мкм залежно від потужності опромінення. Положення сходинок за напругою відповідає частоті випромінювання НВЧ (1 ГГц). Зі збільшенням потужності опромінення, критичний і надлишковий струми зменшуються, а сходинки зникають, коли *I*<sub>exc</sub> стає рівним нулю. Сукупність цих факторів вказує на те, що в центрі лінії проковзування фази (ЛПФ) припиняються осциляції параметра порядку і вона перетворюється на нормальний локалізований домен (НЛД). При цьому опір утвореного НЛД залишається приблизно рівним опору ЛПФ. Слід зазначити, що нормальний локалізований домен є нерівноважною структурою, яка існує лише у струмовому стані.



Рис. 2.3. ВАХ олов'яного містка з ЛПФ та сходами Шапіро під НВЧ опроміненням. Частота НВЧ рівна 1 ГГц. Розмір містка 10х25 мкм. Відносний рівень потужності вказаний під кривими.

Оскільки надлишковий струм залежить від температури, можна знайти таку температуру, коли виникнення ЛПФ призведе до перегріву в ядрі ЛПФ, що зводить надлишковий струм до нуля.

На рис. 2.4 показано серію ВАХ, яка демонструє перехід ЛПФ в НЛД при збільшенням критичного струму. При експериментальних вимірюваннях, критичний струм збільшувався за допомогою ефекту стимуляції надпровідності НВЧ випромінюванням. Крива 2 вказує на те, що на руйнування куперівьких пар впливають як температура, так і НВЧ поле. До потужності -9,0 дБм (криві 1-2) ВАХ з критичного струму перескакує на першу сходинку з надлишковим струмом  $I_{exc}$ , але при збільшенні струму за тієї ж потужності перетворюється на НЛД з  $I_{exc} = 0$  (крива 3). При подальшому збільшенні потужності домен залишається в нормальному стані з тим самим опором (криві 4-6). Зворотний хід ВАХ йде на початок координат, згідно з законом Ома. Нарешті, при критичній потужності,

критичний струм падає до нуля, і ВАХ набуває омічного характеру (НЛД) (див. рис. 2.3, крива -14 дБ).



Рис. 2.4. ВАХ олов'яної смужки розміром 0.5х50 мкм при різних рівнях НВЧ опромінення, що ілюструють перехід від ЛПФ до НЛД. Температура 3.9 К, частота опромінення 19.2 ГГц, потужності для кривих 1-6, відповідно -10,3; -9,8; -9,0; - 8,2; -7,6; -7,1 dBm. Стрілки показують напрямок запису кривих. *I<sub>exc</sub>* позначає надлишковий струм для ступенів перших трьох кривих.

Після досягнення надпровідним конденсатом швидкості розпарювання, розвивається резистивний стан, що супроводжується збільшенням кількості ЛПФ, які прагнуть рівномірно заповнити всю площу зразка [181], за умови високої однорідності плівки. У реальних зразках локальні значення критичного струму мають деякий діапазон значень, що спричинено геометрією зразка, різними неоднорідностями матеріалу, параметра порядку і крайового бар'єру. За низьких температурах ЛПФ можуть «пінінгуватися» на теплових неоднорідностях. У цих випадках додавання нових ЛПФ відбувається по черзі з обох сторін вже існуючої резистивної області, так як через нагрівання параметр порядку поблизу границі ЛПФ менший, ніж у решті однорідної надпровідної плівки. Такий процес просторового розвитку резистивного домену з додаванням ЛПФ показано на рис. 2.5.



Рис. 2.5. Зображення, зроблені методом НТЛСМ, які демонструють збільшення кількості ЛПФ у тонкоплівковій смужці зі збільшенням струму та поширення нормального домену. Температура 3.64 К, значення струмів для послідовних сканів: 1 — 0,53 мА, 2 — 0,56 мА, 3 — 0,58 мА, 4 — 0,63 мА, 5 — 0,65 мА, 6 — 0,68 мА.

На рис. 2.5 ЛПФ виглядають як світлі смужки у поперечному перерізі зразка. Відгук на ЛПФ виникає завдяки нагріванню зразка в області опромінення лазерним зондом і як наслідок розриву куперівських пар фотонами, які модулюють надлишковий струм в серцевині ЛПФ. При заповненні всієї площі зразка ЛПФ
температурні неоднорідності згладжуються, оскільки теплова довжина в плівці зазвичай більше характерного розміру однієї ЛПФ ( $\eta > 2l_E$ ). Зі збільшенням потужності, температура зразка підвищується, а надлишковий струм падає. Коли параметр порядку в серцевині ЛПФ стає рівним нулю, тоді ЛПФ перетворюється на НЛД. Якщо до цього моменту в серцевині ЛПФ позмінно протікали надпровідний і нормальний струми, то в НЛД транспортний струм стає нормальним. Надлишковий струм  $I_{exc}$  обертається в нуль в окремих ЛПФ і замість них виникають НЛД, в результаті нормальна область складається з дискретного набору одиночних НЛД (три останні скани рис. 2.5). Такий перехід починається в центрі зразка, оскільки його центральна частина має більш високу температуру, ніж на краях, через покращене тепловідведення в широкі металеві струмовідводи. Через значну зміну діапазону фотовідгуку при переході від скана 3 до скана 4 втрачаються деталі переходу всередині зразка. Широкі білі лінії на останніх сканах відповідають кільком ЛПФ, що примикають до *S-N* границь на краях зразка. На скані 4 їх сумарно 6, на скані 5 вже 5 і на скані 6 залишається 2.

НЛД не є «hot spots»: у режимі заданого струму (тобто великого внутрішнього опору джерела струму) область hot-spot, перегріта вище  $T_c$ , повинна поширитися на весь зразок. Однак у нашому випадку цей домен в режимі заданого струму просторово стабільний, а розмір нормальної області дискретно збільшується в міру перетворення ЛПФ в НЛД. Послідовно перерахувати переходи окремих ЛПФ у НЛД складно, оскільки різниця у локальних надпровідних параметрів невелика. Якщо штучно створити одну сильну неоднорідність або S-N ЛΠФ можна процес утворення «розтягнути» по границю, струму, ЯК продемонстровано у роботі [182]. Продавлення параметра порядку надпровідника можна здійснювати не тільки за рахунок розігріву власним транспортним струмом, а, наприклад, опроміненням НВЧ полем.

Для візуалізації процесу переходу зразка у нормальний стан шляхом утворення НЛД розглянемо зразок, схема якого зображена на рис.2.6(б). Поблизу одного з потенційних контактів створюється неоднорідність у вигляді вузького каналу, тим самим це локально зменшує значення критичного струму в плівці та розшириряє перехід у нормальний стан по струму. Для отримання просторових карт відгуку ми сканували центральну частину зразка у вигляді прямокутного растру, розміри якого трохи перевищували відстань між потенційними контактами та мали ширину меншу, ніж ширина зразка. Це було зроблено для того, щоб не створювати лазерним зондом теплові неоднорідності на краях зразка, що могло б сильно змінити критичні параметри для всього зразка. Крім того, зменшення розміру растру значно зменшує час сканування при отриманні великої серії вимірювань (47 сканів). Також було враховано, що просторові характеристики резистивних структур однорідні вздовж перерізу перпендикулярного струму.



Рис. 2.6. Поширення нормального домену при збільшенні постійного струму в надпровідній олов'яній смужці розміром 28х70 мкм, що опромінюється НВЧ випромінюванням «критичної» потужності (а). Суцільною червоною лінією показана вихідна ВАХ без лазерного засвічення. Фіолетові точки на ВАХ відповідають за струми під час сканування мікроскопом, при яких було отримано

47 НТЛСМ сканів вздовж зразка. Блакитні лінії позначають положення потенційних відводів у зразку. Контраст НТЛСМ зображень посилено, прибрані шуми. Товщина плівки 30 нм, температура 3,85 К, частота модуляції лазерного променя 18,9 кГц. На схемі зразка (б) у плівці (сірий колір) показані канали (білий колір), що створюють конфігурацію смужки з широкими берегами для підведення струму (I) та потенційними відводами (V), з яких знімався сигнал відгуку.

Пунктирний прямокутник усередині позначає область сканування.

В роботах [74, 183] було показано, що за наявності ступінчастої структури ВАХ, збільшення потужності НВЧ опромінення призводить до зменшення струмів, що саме і викликають появу окремих сходинок. При цьому значення критичної потужності, достатні для обернення в нуль критичного струму та струму утворення окремих сходинок з формуванням НЛД, різні і збільшуються зі зростанням номера наступної сходинки.

На рис. 2.6(а) показані ВАХ плівкової смужки розміром 28х70 мкм, що опромінюється НВЧ критичної потужності, при якій на ВАХ з'являється перша лінійна омічна ділянка, тобто відбувається занулення критичного струму. У цьому випадку струм утворення наступних сходинок залишається кінцевим.

Сканування поверхні зразка лазерним зондом при різних значеннях струму (рис. 2.6(а)) формує карту фотовідгуку, що візуалізує *S-N* границі. Окремі скани відповідають фіолетовим точкам на ВАХ. При скануванні НТЛСМ вони дещо відрізняються від попередньо записаної ВАХ через нагрівання лазерним зондом. Сигнал виникає тільки на межі розділу *N* та *S* областей через модуляцію лазерним зондом величини стрибка електричного поля, зміна якого відбувається внаслідок ефекту Андреєвського відбиття від *S-N* границі на масштабі порядку довжини когерентності [182, 184]. *S-N* границя, «запінінгована» розрізом поблизу потенційного відводу (нижнього на рис. 2.6(б)), йде за межі потенційного контакту, що дає малий внесок у зміну напруги відгуку і тому його майже не видно на сканах.

Зі збільшенням величини струму, на ВАХ з'являються сходинки, що відповідають переміщенню *S-N* кордону на сканах при відповідних значеннях струму. Це свідчить про те, що ступінчаста структура ВАХ пов'язана з дискретним поширенням нормальної області в зразку. Форма ВАХ на перший погляд може помилково розглядатися як доказ утворення ЛПФ, що вказує на хибність поспішної інтерпретації експериментальних даних лише за формою ВАХ. Подальше плавне збільшення потужності НВЧ призводить до збільшення кількості лінійних дискретних омічних ділянок на ВАХ, що відповідає послідовному перетворенню ЛПФ на НЛД (рис. 2.7(а)). Дискретний набір лінійних омічних ділянок на ВАХ при певних потужностях НВЧ, що відповідають критичній потужності окремих сходинок, показує, що положення *S-N* межі стрибкоподібно змінюється при додаванні наступного НЛД, тобто поширення нормальної області носить дискретний характер. Ця еволюція відбувається в дуже вузькому інтервалі потужностей, всього 2 дБ. Експериментаторами давно було відзначено різке падіння критичного струму при певній потужності, що обмежує його зростання через стимуляцію надпровідності НВЧ полем [184].



Рис. 2.7. ВАХ (а) при поширенні *S-N* межі у надпровідній олов'яній смужці розміром 28х70 мкм під дією НВЧ випромінювання різної потужності. Відносні потужності вказані біля сканів (б). Червона лінія на зображенні (а) позначає струм, при якому проводилося сканування зразка, фіолетові точки – реально виміряні значення струму. Блакитні лінії на панелі (б) позначають положення потенційних відводів у просканованому зразку. Контраст НТЛСМ зображень посилено, шуми прибрано. Світлі області відповідають більшій амплітуді відгуку.

Температура 3,85 К, частота модуляції лазерного променя 18,9 кГц.

#### 2.4. Резистивні стани у плівках зі змінним перерізом

Розглянемо розвиток резистивних станів у надпровідних плівках зі змінним перерізом. На рис. 2.8(а) показана форма тонкоплівкового олов'яного мостику (місток Даєма) шириною 10 мкм, виготовленого методом УФ-лазерного різання. У нормальному стані струм втікає в місток із широких берегів, як показано на рис. 2.8(б), а потенційні контакти вимірюють напругу лише на мостику, не включаючи береги. Охолодивши місток нижче температури надпровідного переходу, переведемо його струмом у нормальний стан (рис. 2.8(в)). Щільність струму через розтікання швидко зменшується в широких берегах, тому на відстані  $l_E$  від мостику (точніше, від створеної ним *S-N* границі) струм стає надпровідним, і створюються умови для утворення пари ліній проковзування фази з обох боків центрального розрізу. ЛПФ мають вигляд ліній рівної щільності струму (практично дуг кола) і довжину  $2l_E$  у напрямку протікання струму. Як тільки при подальшому збільшенні струму, на відстані  $2l_E$  від першої лінії досягається критична щільність струму, утворюється наступна ЛПФ, і так далі.



Рис. 2.8. (а) Конфігурація мостику для 4-зондового вимірювання; (б) Схема розтікання струму у нормальному стані плівки. Потенційні контакти вимірюють напругу на самому звуженні, не включаючи береги; (в) Схема утворення ліній проковзування фази (ЛПФ) у надпровідних берегах, коли місток вже переведено у нормальний стан за допомогою струму. Послідовне виникнення трьох ЛПФ у берегах мостику при збільшенні струму видно на серії НТЛСМ карт (рис. 2.9).



Рис. 2.9. ЛПФ у широких берегах тонкоплівкового мікромостика при збільшенні струму: (а) 0,51 мА, (б) 0,58 мА, (в) 0,61 мА. Ширина мостику 10 мкм. Розмір растру 60х60 мкм. Температура 3,78 К, частота модуляції променя 2,2 кГц.

Всі наступні ЛПФ мають більшу ширину, ніж попередні, при тій же довжині  $2l_E$  у напрямку лінії струму, тому дають усе менший і менший внесок у диференційний опір. (Під довжиною ЛПФ розуміється те ж, що і в вузьких каналах, - протяжність локалізованої нерівноважної області вздовж лінії струму, під шириною, відповідно, - розмір у перпендикулярному напрямку, хоча це дещо суперечить візуальному образу.)

Надпровідні потенційні контакти вимірюють напругу на мостику, що знаходиться в нормальному стані, а також вимірюють падіння напруги на кожній із утворених у берегах ЛПФ при збільшенні струму. Тоді очікувана ВАХ повинна мати вигляд початкової омічної ділянки і далі мати звичні сходинки по напрузі та похилі лінійні ділянки з надлишковим струмом. Відмінністю від ВАХ смужок з однорідним розподілом струму по їх довжині буде те, що інкременти диференційних опорів лінійних ділянок будуть не однаковими, а зменшуватися зі зростанням номеру сходинки (ЛПФ). Саме таку ВАХ ми можемо спостерігати на рис. 2.9 із нещодавньої роботи [185] для об'ємного точкового контакту NbSe<sub>2</sub>-Cu. Вона пояснюється послідовним виникненням поверхонь проковзування фази (ППФ [179]) у надпровідному березі навколо точкового контакту, утвореного з нормальним металом (мідь). Як бачимо, резистивний стан об'ємного точкового контакту можна змоделювати та візуалізувати на плівковому мостику з широкими берегами.

#### Висновки до розділу 2

У цьому розділі показано, як метод НТЛСМ дозволяє визначити структуру резистивного стану в тонких плівках під час руйнування надпровідності струмом, доповнюючи аналіз ВАХ.

При вимірюванні опору надпровідників у резистивному стані, навіть на малих струмах, слід враховувати нестаціонарні процеси, що відбуваються біля переходу в надпровідний стан. Ці процеси призводять до співіснування нормальної і надпровідної компонент транспортного струму, які по-різному впливають на вимірювану напругу. Більш адекватним методом є вимірювання і аналіз вольтамперних характеристик. Проте не завжди ВАХ дозволяє зробити правильний висновок про резистивний стан. Просторово-роздільний метод НТЛСМ допомагає визначити структуру резистивного стану в надпровідних плівках та пояснити особливості ВАХ, які інакше могли б бути інтерпретовані неправильно.

У сильних електромагнітних НВЧ полях, виникають і множаться дискретні НЛД, локалізовані на розмірах, які відповідають розмірам ЛПФ, від яких вони породжені, що не видно з форми ВАХ. Процес проковзування фази притаманний не тільки квазіодновимірним надпровідним каналам, а й 2D і 3D надпровідним структурам. У структурах з неоднорідним поперечним перерізом або неоднорідною цільністю струму чи критичного струму, просторові картини резистивного стану будуть різними. У багатьох випадках їх можна візуалізувати за допомогою методу НТЛСМ. Також відрізняються і досліджувані ВАХ. Наприклад, у структурах з сильним розтіканням струму (місток Даєма, точковий контакт тощо) вольтові сходинки на ВАХ, відповідні утворенню чергової області проковзування фази (ЛПФ, ППФ), стають нееквідистантними за струмом, а диференційний опір зростає нелінійно з номером сходинки.

#### РОЗДІЛ З

# ВІЗУАЛІЗАЦЯ СТОЯЧИХ ХВИЛЬ У СПІРАЛЬНОМУ НАДПРОВІДНОМУ РЕЗОНАТОРІ. ФАЗОЧУТЛИВИЙ РЕЖИМ ЛСМ

У цьому розділі буде представлено новий метод візуалізації просторового розподілу струмів у надпровідних резонаторах. Зокрема, за допомогою методу НТЛСМ отримано картину резонансів екрануючих надпровідних струмів до 38 моди стоячих хвиль надпровідного спірального резонатору.

В цьому розділі представлено результати, опубліковані в роботах [1, 4-6]

#### 3.1. Спіральний надпровідниковий резонатор

Розглянемо особливості планарних надпровідних спіральних резонаторів, які є основою для високоякісних магнітних метаматеріалів. Оскільки конструкція виконана з використанням надпровідної плівки, структура має низький поверхневий опір R і значну індуктивність  $L = L_{geo} + L_{kin}$  багатовиткової котушки спірального резонатора. Наявність власної ємності C у міжвиткових щілинах робить таку спіраль саморезонуючим метаатомом для використання в метаматеріалах.  $L_{geo}$  — це геометрична індуктивність смужки, завернутої в спіраль, а  $L_{kin}$  — кінетична індуктивність еквівалентного RLC-ланцюга, що описує частоту першої основної напівхвильової власної моди:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{(L_{geo} + L_{kin})C}}$$
(3.1)

і його добротність визначається як  $Q_u = (1/R)\sqrt{LC}$ . Параметри зосередженого елемента, такі як активний опір, індуктивність та ємність, лінійно масштабуються залежно від довжини дуги мікросмужкової лінії, довжиною:

$$l_{MS} = \frac{S}{4\pi} \left( \gamma \sqrt{1 + \gamma^2} + \sinh^{-1} \gamma \right)_{\gamma_0}^{\gamma_i}, \qquad (3.2)$$

де  $\gamma_0$  и  $\gamma_i$  – полярні кути зовнішнього  $\rho_0$  та внутрішнього  $\rho_i$  радіусів спірального кільця відповідно.

Розподіл струмів стоячої хвилі  $J_{RF}(l_{\gamma})$  у поздовжньому напрямку на резонуючій лінії добре апроксимується розподілом для одномірного мікросмужкового хвилеводу з відкритими граничними умовами на обох кінцях ( $\rho_0$  и  $\rho_i$ ) [186-188]:

$$J_{RF}(l_{\gamma}) = J_0 \sin(n \cdot \pi \cdot l_{\gamma} / l_{MS}), \qquad (3.3)$$

де пікова густина струму при  $l_g = l_{MS}/2$  визначається виразом [32]:

$$J_{0} = \frac{1}{Wt} \sqrt{\frac{r(1-r)8Q_{u}P_{RF}}{n\pi Z_{0}}},$$
(3.4)

тут r — внесені втрати напруги, отримані з характеристики передачі, n — індекс гармоніки,  $P_{RF}$  — циркулююча ВЧ-потужність, а W, t і  $Z_0$  — ширина, товщина і характеристичний опір мікросмужкової лінії відповідно.

Спрощена модель розподілу  $J_{RF}(l_g)$  (3.3) дозволяє розглядати амплітудні та фазові профілі стоячої хвилі одномірної мікросмужкової лінії, згорнутої у спіраль. Це відкриває можливість зручного моделювання та розрахунку радіальних (уздовж напряму радіального *R*-сканування (рис. 3.1) розподілів  $J_{RF}(R)$ , що значно полегшує інтерпретацію результатів дослідження стоячих хвиль методом ВЧ НТЛСМ.

На рисунку 3.1 (а) показано вид зверху на геометрію кільцевого спірального резонатору, який зазвичай використовується в дослідженнях спіральних резонаторів. Темніші області на цьому мікроскопічному зображенні вказують на металізацію *Nb*, а яскравіші області пов'язані з низьким коефіцієнтом відбиття поверхні кварцової підкладки товщиною 300 мкм. Детальна структура металізації спірального резонатору показана на рис. 3.1 (б). Він виготовлений шляхом безперервної намотки мікросмужкової лінії *Nb* товщиною t = 200 нм від внутрішнього радіуса до зовнішнього і має наступні параметри: N = 44,5 витків, зовнішній радіус  $\rho_0 = 3,0$  мм, внутрішній радіус  $\rho_i = 2,1$  мм, ширина *Nb* 

мікросмужкової лінії W = 10 мкм, крок між витками S = 20 мкм, загальна довжина ніобієвої багатовиткової мікросмужкової лінії  $l_{MS} \sim 657$  мм. Критична температура надпровідника *Nb*, визначена за допомогою резистивних вимірювань на постійному струмі, складає  $T_c \sim 9,2$  К.



Рис. 3.1. Зображення (а) кільцеподібного надпровідного резонатора у формі спіралі Архімеда, отримане за допомогою оптичного мікроскопа (металізоване покриття виглядає темнішим за підкладку) з  $\rho_0 = 3$  мм, W = 10 мкм, S = 20 мкм, N = 44,5 витків і (б) детальний вид невеликої виділеної області, отриманий за допомогою ССD-камери, вбудованої в оптичну систему НТЛСМ. Положення лазерного зонда позначено. Зонд переміщується вздовж напряму *R*-сканування, досліджуючи профілі перерізів стоячих хвильових патернів ВЧ-сигналів.

## **3.2.** Експериментальне дослідження розподілу надпровідних струмів. Фазочутливий метод ЛСМ

#### 3.2.1 Вимірювання резонансних частот спірального резонатора

Спочатку проведено експериментальне вимірювання резонансних частот спірального резонатора. Вимірювання прямої передачі (від вхідного порту 1 до вихідного порту 2)  $S_{21}(f)$  виконувалися за допомогою векторного аналізатора ланцюгів Anritsu MS4640A (VNA) при температурі від 4,5 до 300 К. Спіральний резонатор був встановлений на охолоджуваному сапфіровому диску в вакуумній порожнині оптичного кріостата між двома нерезонансними магнітними петлевими зондами, співвісними один з одним і зі зразком. Розташування цих елементів і їх взаємний індуктивний зв'язок показані на вставці на рис. 3.2. Внутрішній діаметр збуджувальної петлі був на 1 мм більшим за зовнішній діаметр зразка, що забезпечувало повний оптичний доступ лазерного зонда для сканування ВЧ НТЛСМ. Це апаратне обмеження також змусило наблизити петлю до зразка на відстань 3 мм, що призвело до сильного взаємно індуктивного зв'язку. Незважаючи на створення неоднорідного магнітного поля [189] і надмірний зв'язок на перших кількох модах [106], цей ефект розширив можливості вимірювань до 10 ГГц, де ефективність зондової петлі знижується через дисипативні втрати.



Рис. 3.2. Залежність коефіцієнта передачі  $|S_{21}|$  від частоти для зразка *Nb*/кварц зі кільцевою спіраллю (а), що показує основну резонансну частоту ( $f_1 =$ 

75 МГц) і до 7-ї гармоніки та для суцільної спіралі (б) до 3-ї гармоніка з основною резонансною частотою ( $f_I = 143$  МГц), при  $P_{RF} = -10$  дБм і T = 4,5 К. Позначення:  $RF_{IN}$  – вхідна петля збудження,  $RF_{OUT}$  – вихідна антена,  $DUT(Device \ Under \ Test)$  – тестовий спіральний резонатор.

Графіки на рис. 3.2 показують зміни коефіцієнта передачі ВЧ сигналу  $S_{2I}(f)$  спірального резонатора в діапазоні від 100 кГц до 1 ГГц. Ці дані добре описують відгук надпровідних екрануючих струмів Мейснера при T = 4,5 К, що значно нижче  $T_c$ , і  $P_{RF} = -10$  дБм, що значно менше критичної потужності ВЧ  $P_c = 14$  дБм. Як видно з графіка (а), частота  $f_I$  першої (n = 1) основної моди становить 75 МГц, за якою слідують вищі моди  $f_n \approx (2n-1)f_I$ , а для суцільної спіралі (б) частота першої моди становить 143 МГц, де  $n = 1, 2, 3 \dots, N$  є індексом резонансної моди. Резонансні піки вищих мод швидко затухають зі збільшенням частоти збудження, при цьому парні піки зазвичай слабші за непарні.

# **3.2.2.** Лазерна скануюча мікроскопія надпровідних спіральних резонаторів. Формування мікрохвильового фотовідгуку

Принципова відмінність лазерного скануючого мікроскопа для фазочутливих вимірювань від «стандартної» скалярної версії полягає в синхронній демодуляції ВЧ сигналу з досліджуваного зразка на синхронному підсилювачі. На рисунку 3 показано схему для двох варіантів НТЛСМ, здатних реалізувати фазочутливий та скалярний режими виявлення мікрохвиль у надпровідних резонансних елементах. На цій діаграмі перемичка у положенні 0-2 з'єднує посилений сигнал від приймальної антени з кристалічним діодом Шотткі, який виступає як детектор огинаючої у попередніх версіях НТЛСМ. При перемиканні перемички в положення 0-1, ВЧ струми в антені, індуковані магнітними полями зразка, використовуються для синхронного виявлення змін мікрохвильового поля в оновленій конфігурації НТЛСМ. Проте в обох режимах роботи принципи залишаються незмінними.



Рис. 3.3. Схема установки ВЧ НТЛСМ. Цифрами 1 і 2 позначено контакти ВЧ перемикача режиму виявлення.

У цій схемі лазерний зонд (Coherent, OBIS 660 нм LX 100 мВт) спрямовується на поверхню досліджуваної спіралі за допомогою оптико-механічної схеми НТЛСМ. Об'єктив ЛСМ (Mitutoyo Plan Apo) з 5-кратним збільшенням формує зонд розміром близько 5 мкм у полі зору до 1 мм, а *f-theta* лінза з фокусуванням до 20 мкм використовується для отримання великих зображень ЛСМ, покриваючи області до 10х10 мм<sup>2</sup>. Інтенсивність зонда модулюється по амплітуді в діапазоні частот від безперервного випромінювання до 5 ГГц 3 використанням оптоволоконного амплітудного модулятора Maxa-Цендера (Jenoptik, AM-635HF). Це призводить до осцилюючого локального нагріву  $\delta T(x, y)$  і прямого розриву куперівських пар під дією квантів лазерного випромінювання, енергія яких складає близько 2 еВ, що значно перевищує подвійну енергію надпровідної щілини для ніобію  $2\Delta_{Nb}(4,5 \text{ K}) \approx 5 \text{ меВ.}$ 

Високочастотні струми в зразку осцилюють з фіксованою частотою  $\omega_n = 2\pi f_n$ для *n*-ої моди стоячої хвилі. У цей час спіральний резонатор знаходиться під дією модульованого лазерного випромінювання потужністю:

$$\delta P_L(x,y) \approx A_F(x,y)(1 - \Re(x,y))P_L^0(1 + e^{i\omega_M t}),$$
(3.5)

де  $P_L^0$  – потужність безперервного лазерного випромінювання, *R* і  $A_F$  – локальні оптичні коефіцієнти відбиття і поглинання для поверхні зразка під лазерним зондом. В результаті локалізованої взаємодії лазера з поверхнею надпровідника, виникають оптично індуковані зміни локальних електродинамічних властивостей зразка. Це призводить до зміни резонансної частоти і/або погіршення добротності досліджуваного зразка. Обидва ефекти змінюють загальну характеристику коефіцієнта передачі сигналу  $S_{2l}(f)$ , в той час як метод ВЧ НТЛСМ досліджує розподіл ЛСМ фотовідгуку. Він детектується за допомогою вихідної антени, індуктивно пов'язаної зі спіральним резонатором, і перетворюється в сигнал радіочастотної напруги:

$$PR(x, y) \propto A_{SW}(x, y) S_{RF}(t) \frac{\partial |S_{21}(f)|}{\partial P_L} \delta P_L(x, y), \qquad (3.6)$$

де  $A_{SW}$  — стояча хвиля,  $S_{RF} = A_{RF} \sin(\omega_{RF} t + \varphi_{RF})$  — форма несучої хвилі, а  $A_{RF}$ ,  $\omega_{RF} = 2\pi f_{RF}$  и  $\varphi_{RF}$  — її амплітуда, частота і початкова фаза відповідно.

З феноменологічного сенсу рівнянь (3.5) і (3.6) випливає, що надпровідний резонатор є природним амплітудним модулятором для несучої частоти мікрохвильової накачки і модуляції лазерного випромінювання. В цьому випадку рівняння, що описує збудження, можна звести до спрощеної форми нелінійного амплітудного модулятора:

$$PR(x, y) \propto A_{SW}(x, y) \left[1 + m\sin(\omega_M t + \varphi_M)\right] \sin(\omega_{RF} t + \varphi_{RF}), \quad (3.7)$$

де  $m = A_F(x, y)(1 - \Re(x, y))P_L^0 / A_{RF}$  – коефіцієнт модуляції. Як випливає з рівняння (3.7), локальна амплітуда стоячої хвилі  $A_{SW}$  і індекс модуляції m змінюються під час сканування НТЛСМ. Просторові варіації індексу модуляції пов'язані з підвищенням фотовідгуку, викликаного збільшенням потужності лазера, і зникненням модуляційних сигналів при зондуванні підкладки, де  $A_F(x, y)$  прямує до нуля. В кожній точці сканування мікроскопом, внесок стоячої хвилі не впливає на природу радіочастотних коливань в зоні зондування, де він завжди може бути

змодельований як показано на рис. 3.4. Цей підхід зручний для моделювання і інтерпретації фотовідгуку ЛСМ з використанням стандартних процедур трасування мікрохвильових сигналів, включаючи спектральну область швидкого перетворення Фур'є (FFT), як показано на рис. 3.5.



Рис. 3.4. Приклад амплітудно-модульованого сигналу з несучою частотою  $\omega_{RF} = 75$  МГц, частотою модуляції  $\omega_M = 7,5$  МГц і коефіцієнтом модуляції M = 0,5.



Рис. 3.5. Змодельований спектр перетворення Фур'є вхідного сигналу фотовідгуку НТЛСМ на вході синхронного підсилювача і (b) постміксовий сигнал, що виникає від несучої частоти 452 МГц, модульованої сигналом з частотою 150,5 МГц.

Для відновлення вихідного сигналу з промодульованого сигналу фотовідгуку НТЛСМ необхідно провести нелінійні перетворення. Коли частота ВЧ струмів перевищує частоту модуляції  $\omega_{RF} >> \omega_M$  (рис. 3.4) застосовують метод випрямлення сигналу (несинхронного детектування). Для цього використовується схема з діодом Шотткі [190], діод виступає детектором огинаючої (червона лінія на рис. 3.4), після чого його відгук синхронно підсилюється при замкнутому перемикачі 0-2 (рис. 3.2). В цьому режимі діод працює як детектор потужності, який нечутливий до фази.

Проте, якщо замкнути перемичку в положенні 1-0 (рис. 3.3) і уникнути використання проміжного випрямляючого діода в ланцюзі, можна перейти до прямої реконструкції сигналу фотовідгуку. Основне завдання такої системи збору даних ЛСМ полягає у фазочутливій демодуляції, що дозволяє відновлювати дані про амплітуду і фазу отриманого сигналу.

## 3.2.3. Детектування профілів стоячих хвиль у нефазочутливому та фазочутливому режимах ЛСМ

Для побудови фазочутливих ЛСМ-зображень необхідно спочатку створити опорну (*x*, *y*) картину розподілу стоячих хвиль у зразку. Для цього був використаний «скалярний» просторово-роздільний метод ВЧ НТЛСМ. Оскільки температура вимірювань значно нижча за критичну температуру *Nb*, домінуючий вклад дає компонента внесених втрат, яка може бути представлена наступним чином:

$$PR_{IL}(x, y) \propto P_{RF} \frac{\partial \left[S_{21}(f = f_n)\right]^2}{\partial \left(P_L\right)} \delta P_L$$
  
$$\propto \frac{2S_{21}(f_n)}{1 + 4Q^2 (f / f_n - 1)^2} \delta P_L.$$
(3.8)

В цьому випадку для підключення кристалічного діода в ланцюг мікроскопа, перемичка вмикається в положення 2-0 (рис 3.3). Діод виконує демодуляцію низькочастотних коливань  $f_M$  на заданій несучій частоті  $f_n$ , що відповідає піку пропускання *n*-ї резонансної моди стоячої хвилі. На рисунку 3.6 представлені гармонічні стоячі хвилі  $PR_{IL}$  фотовідгуку НТЛСМ першої, третьої, п'ятої та тридцять восьмої гармонік на площі 7х7 мм<sup>2</sup>. Сканування проводилось лазерним зондом з діаметром  $d_L = 25$  мкм при температурі T = 4,5 К та потужності радіочастотного збудження  $P_{RF} = -10$  дБм на петлі збудження. Теоретичні прогнози [190-192], показують, що напруга кристалічного діода відновлює резонансну структуру з якістю  $PR_{IL}(x, y) \propto \delta(\int R_s \lambda^2 J_{RF}^2(x, y) dS)$ , інтеграл якої обчислюється по області *S*, де відбуваються збурення, індуковані лазерним випромінюванням. Ця компонента НТЛСМ-фотовідгуку представляє собою згортку змін поверхневого опору  $\delta R_s$ , пропорційних квадрату локального значення густини ВЧ-струму  $J_{RF}^2(x, y)$ .

Просторовий розподіл PR(*x*, *y*) показує аксіально симетричну структуру стоячих напівхвиль, кількість яких *n* збільшується пропорційно індексу збуджуючої моди, що видно на рис. 3.6(а-в). Наприклад, будь-який радіальний

профіль збудження для кільцевого спірального резонатора на основній частоті близько 75 МГц (рис. 3.6 а) можна описати однією півхвилею синусоїди між радіусами, враховуючи різницю у довжині витків при намотуванні. Стоячі хвилі вищих резонансних мод (наприклад, на рис. 3.6(г)) стають менш передбачуваними для розуміння у межах запропонованої геометричної моделі, але і вони частково відповідають цьому опису.



Рис. 3.6. Реконструйовані зображення фотовідгуку НТЛСМ, що показують розподіл радіочастотного струму стоячої хвилі в спіральному надпровідному резонаторі з N = 40,5 витками, що відповідають резонансним режимам на (a)  $f_1 = 75$  МГц, (б)  $f_3 = 354,6$  МГц, (в)  $f_5 = 624$  МГц та (г)  $f_{38} = 5,6$  ГГц. Пунктирна лінія на (а) вказує на границі спіралі в межах радіусів  $\rho_0$  та  $\rho_i$ .

Двовимірна версія рис. 3.6(г) представлена на рис. 3.7(в), де світлі ділянки відповідають максимальним густинам радіочастотного струму, а нульові значення виглядають майже чорними. Червоні та сині ортогональні лінії вказують напрямки сканування по осях х та у для відображення профілів фотовідгуку, показаних на рис. 3.7(а) та 3.7(б). Контрастність цих зображень чітко демонструє анізотропію НТЛСМ-фотовідгуку на 38-ій резонансній моді, чого не спостерігалось на нижчих гармоніках. Для просторової деталізації відгуку, профіль із області, виділеної червоним на рис. 3.7(б), проходить через ділянку спіралі, як показано на рис. 3.7(г). числового моделювання відгуку в цій області показаний Приклад 3 покоординатним скануванням на рис. 3.7(д). Є хороша якісна відповідність між обома типами даних для центральних витків спіралі.



Рис. 3.7. Профілі амплітуди фотовідгуку, отримані в ортогональних осях діаметрального сканування по координатах *x* (а) та *y* (б) стоячої хвилі для 38-ї резонансної моди спірального резонатора, показані на (в) двомірним зображенням. Напівпрозорий червоний прямокутник (б) охоплює витки, фотовідгук яких детально описаний на зображенні (г) разом із його числовим моделюванням (д).

На основі даних із рисунка 3.7 можна зробити кілька висновків про формування стоячих хвиль у кільцевому спіральному резонаторі. По-перше, вищі гармоніки резонансу викликають втрату аксіальної симетрії розподілу радіочастотного струму у спіралі, як це видно на рисунку 3.7(в). Це свідчить про тенденцію до поверхневої поляризації локалізованих електромагнітних хвиль, і спіраль більше не відповідає характеристикам зосередженних елементів у ефективному середовищі метаматеріалу. По-друге, для *N*-виткового кільцевого резонатора, що працює у *n*-му резонансному режимі, максимальна анізотропія спостерігається за умови близькості *n* до *N*. Припускається, що така структура розподілу струмів не викликана іншими невідомими причинами просторової самоорганізації хвильових образів. Можна припустити, що ефект пов'язаний з просторовим групуванням *n*-го числа півхвиль на частоті збудження *f<sub>n</sub>*, коли довжина кожної стоячої півхвилі співпадає з довжиною *n* = *N* витка спіралі. Потретє, порівнюючи профілі на рисунках 3.7(а) та 3.7(б), можна побачити, що використана модель формування стоячих хвиль у спіралі (рівняння (3.2) та (3.3)) адекватно описує поведінку ЛСМ-фотовідгуку, отриманого з експериментальних спостережень.

Невідповідність між цими даними обумовлена особливостями їх отримання. Експериментальні профілі НТЛСМ (рис. 3.7(г)) були виміряні з кроком сканування близько 5 мікрон за допомогою лазерного зонда розміром 25 мікрон, який ефективно усереднює просторовий відгук, одночасно досліджуючи кілька витків. Моделюваний профіль ЛСМ (рис. 3.7(д)) показує розподіл густини струму в квадраті по витках з роздільною здатністю сканування, що точно відповідає кроку 20 мікрон між витками. Крім того, при моделюванні важлива інформація про фазу втрачається через піднесення амплітуди фотовідгуку до другого степеня. Це може призвести до неточної оцінки узгодженості між експериментальними та змодельованими даними, що вирішується фазочутливим режимом роботи мікроскопа.

На прикладі профілів стоячих хвиль другої та третьої резонансних мод кільцевого та суцільного спіральних резонаторів розглянемо можливість лазерного скануючого мікроскопа візуалізувати просторово-локалізовані структури мікрохвильових коливань у фазі/протифазі на поверхні надпровідного резонатора. У попередніх дослідженнях [107, 189, 193] було встановлено, що стаціонарна структура такого візерунку у вигляді кільцевої спіралі виглядає наступним чином: між внутрішнім і зовнішнім діаметрами розташовані дві концентричні стоячі синусоїдальні півхвилі, розділені однією вузловою лінією без коливань.

На рисунку 3.8 (а) та 3.9 (а) показано приклад такого візерунку, отриманого в скалярному режимі детектування (перемикач режиму знаходиться в положенні 0-2 на рисунку 3.3). Це квазітрьохвимірні великомасштабні (7х7 мм<sup>2</sup>) зображення стоячої хвилі для другої резонансної моди ( $f_2 = 220$  МГц) кільцевого спірального резонатора (рис. 3.8 (а)) та для третьої резонансної моди ( $f_3 = 452$  МГц) суцільного спірального резонатора (рис. 3.9 (а)), отримані при частоті модуляції лазера 1 МГц, температурі T = 4,5 К і потужності 10 дБм. Лінія зі стрілкою вказує напрямок радіального та діаметрального сканування відповідно, вздовж якого вимірюється фазочутливий фотовідгук НТЛСМ при вмиканні перемички (рис. 3.2) в положення 0-1. При переході в режим фазочутливих вимірювань, фотовідгук НТЛСМ має протилежний знак у стоячих напівхвилях, пов'язаний з протіканням екрануючих радіочастотних струмів по різні сторони вузлової точки стоячої хвилі.



Рис 3.8. (а) Кольорове 3D зображення фотовідгуку НТЛСМ, що показує дисипацію, викликану ВЧ-струмом у ніобієвій спіралі при температурі *T* = 4,5 К і потужності 14 дБм на другій гармоніці (*f*<sub>2</sub> = 220 МГц). Напрямок лінійного сканування вказує на радіальне положення зонда, використаного для побудови профілів фотовідгуку у "скалярному" (б) та фазочутливому (в) режимах.

На рисунку 3.8 (б) порівнюються виміряні та змодельовані профілі  $PR_{IL}(\rho)$ , побудовані вздовж лінії сканування за тих же умов, що і на рисунку 3.8 (а). Експериментальні дані (синя крива) були отримані за допомогою ЛСМ при

температурі T = 4,5 К (значно нижче  $T_c = 9$  К),  $P_{RF} = 14$  дБм (нижче  $P_c = 18$  дБм) та  $f_M = 1$  МГц (значно нижче резонансної частоти другої моди  $f_2 = 220$  МГц). Вони показують  $PR_{IL}(\rho)$  для окремих витків, виміряний між радіальними позиціями  $\rho_i$  і  $\rho_0$  з просторовою роздільною здатністю 5 мкм. Змодельована крива (червона лінія) представляє огинаючу стоячої хвилі, відновлену за допомогою рівняння (3.6). Такий же ефект спостерігається при фазочутливих вимірюваннях, представлених на рисунку 3.8 (в).



Рис 3.9. (а) Кольорове 3D зображення фотовідгуку НТЛСМ, що показує дисипацію, викликану ВЧ-струмом у ніобієвій спіралі при температурі *T* = 4,5 К і потужності 14 дБм на третій гармоніці (*f*<sub>3</sub> = 452 МГц). Напрямок лінійного сканування вказує на діаметральне положення зонда, використаного для побудови

профілів фотовідгуку у "скалярному" (б) та фазочутливому (в) режимах. (г) Відображає значення фази струму у витках спіралі.

На рисунку 3.9 (б) відображений виміряний фотовідгук  $PR_{II}(\rho)$ , побудований вздовж лінії сканування за тих же умов, що і на рисунку 3.9 (а). Експериментальні дані (блакитна пряма) були отримані за допомогою НТЛСМ при температурі T =4,5 К (значно нижче  $T_C = 9$  К),  $P_{RF} = -30$  дБм (нижче  $P_C = 18$  дБм) та  $f_M = 1$  МГц (значно нижче резонансної частоти другої моди  $f_3 = 452$  МГц). Вони показують *PR<sub>IL</sub>(р)* для окремих витків спіралі вздовж напрямку сканування, синя лінія відображає експериментальних даних всім усереднення ПО виткам. В фазочутливому режимі (рис. 3.9(в)) був отриманий розподіл струмів з урахуванням фази для кожного витка спіралі та визначена фаза струму для кожного з витків суцільної спіралі (рис. 3.9 (г)).

Виміряні профілі фотовідгуку можна описати, враховуючи переважаючий внесок нерівноважної компоненти  $PR_{IL}(\rho)$  у фотовідгук НТЛСМ, описаної рівнянням (3.8). Рівняння передбачає, що перші виявлені втрати в коефіцієнті передачі на резонансних частотах  $[S_{21}(f = f_n)]$  можуть бути представлені як:

$$PR_{IL}(\rho) \propto \left[S_{21}(P_{RF}, f_n)\right]^2 - \left[S_{21}(P_{RF} + \delta P_L, f_n)\right]^2$$
(3.9)

для умови  $J_{RF} \ge J_c(\rho) - \delta J_c(\rho, P_L)$ , що поєднує вплив локального мікрохвильового збудження (перший доданок) і придушення струму під впливом лазерної енергії (другий доданок). Це було описано раніше в роботах [107, 192].  $PR_{IL}$  безпосередньо пов'язано з локальними фотоіндукованими змінами поверхневого опору  $\delta R_S(x_0, y_0)$ , створеними лазерним зондом у точці ( $x_0, y_0$ ):

$$PR_{IL}(x_0, y_0) \propto J_{RF}(x_0, y_0) \delta R_s(x_0, y_0), \qquad (3.10)$$

В рамках феноменологічної теорії, описаної у [194] (у випадку лінійної функції фотовідгуку і слабкого збудження лазерним зондом) для мікрополоскової лінії, орієнтованої вздовж  $l_{MS}$ , зміна величини  $\delta R_s(x_0, y_0)$  залежно від локального

критичного струму  $J_{RF} \ge J_c(l_{MS}^0, P_{RF}) - \delta J_c(l_{MS}^0, P_L)$  у певній позиції лазерного зонда  $l_{MS}^0(x_0, y_0)$  можна описати наступним чином:

$$\frac{\delta R_s(l_{MS}^0) \propto \frac{\pi}{4} \frac{\Lambda}{W l_{MS}} \int_{L_{MS}} dL_{MS} \frac{\partial R_s}{\partial J_c(l_{MS}^0)}}{\frac{\partial J_c(l_{MS}^0)}{\partial P_L}}|_{P=P_{RF}+\delta P_L} \delta P_L(l_{MS}^0).$$
(3.11)

Для великомасштабної візуалізації ( $\Lambda \ge W$ ), де  $L_{MS}$  є шляхом вздовж всієї спіралі загальною довжиною  $l_{MS}$ , а  $\Lambda$  — це характерна довжина затухання, що описує просторове згасання  $PR_{IL}(l_{MS}^0) \propto e^{-|l-l_{MS}^0|/\Lambda}$  на відстані l від точки фокусування променя. Обидва параметри  $\partial Rs/\partial Jc$  та  $\partial Jc/\partial PL$  залишаються незмінними під впливом лазерного зонда, якщо діаметр зонда  $d_L$ ,  $\delta P_L$  та  $\Lambda$  просторово однорідні по всій площі резонатора. Об'єднавши рівняння (3.10) з проінтегрованим рівнянням (3.11), можна побачити, що всередині області лазерного зондування у полярних координатах  $L_{MS}$  у квазіодновимірній геометрії ніобієвої стрічки, фотовідгук має вигляд:

$$PR_{IL}(l_{MS}^{0}) \propto \frac{\Lambda}{W l_{MS}} J_{RF}^{2}(l_{MS}^{0}) \frac{\partial R_{s}(l_{MS}^{0})}{\partial J_{c}(l_{MS}^{0})}|_{J=J_{RF}}$$
$$\frac{\partial J_{c}(l_{MS}^{0})}{\partial P_{L}}|_{P=P_{RF}+\delta P_{L}} d_{L}\Lambda \delta P_{L}(l_{MS}^{0}), \qquad (3.12)$$

Рівняння (3.12) показує механізм порогової генерації  $R_{IL}$  як для  $P_{RF}$ , так і для збуджень лазера  $\delta P_L$ . У надпровідній структурі, близькій до критичного стану, при  $P_{RF} + \delta P_L \leq P_c$ , значення  $\partial R_S$  дорівнює нулю для будь-якого положення лазерного зонда, де  $P_C$  — це критична потужність надвисокочастотного поля. У цьому випадку  $PR_{IL}$  не може бути виявлено за допомогою НТЛСМ на будь-якій резонансній частоті  $f_n$  у режимі контрастного зображення вносимих втрат при відновленні фотовідгуку, що, звісно, є обмежуючим фактором для з'ясування реальної просторової структури мікрохвиль.

Крім того, при перемиканні режимів з кристалічним діодом (перемичка 0-2 на рисунку 3.3) на пряме детектування на синхронному підсилювачі (перемичка 0-1 на рисунку 3.3) спостерігається значне погіршення фотовідгуку НТЛСМ, що

видно з порівняння рисунків 3.8-3.9 (б) та 3.8-3.9 (в). Це значно знижує співвідношення сигнал/шум у схемі з синхронним детектором і призводить до необхідності збільшення часу захоплення зображення ЛСМ.

#### Висновки до розділу 3

В цьому розділі представлено метод ВЧ НТЛСМ для двовимірного фазочутливого зображення просторового розподілу мейснерівських екрануючих мікрохвильових струмів у надпровідному спіральному резонаторі. Показано, що унікальний контраст зображення локалізованих втрат резонатора створюється безпосередньо в резонансному контурі надпровідного метаатому в результаті нелінійного амплітудно-модульованого змішування несучого сигналу ВЧ струму з синхронізованим по фазі місцевим збудженням, яке спричиняється сфокусованим лазерним зондом. У «скалярному» режимі ВЧ НТЛСМ було вивчено розподіл надпровідних струмів у надпровідному спіральному резонаторі до 38-ї моди стоячої хвилі. Виявлено підвищення анізотропії екранючих струмів зі збільшенням резонансного збудження. Запропонованим індексу власного методом вимірювань ВЧ НТЛСМ отримано фазочутливих фазові характеристики надпровідних струмів для другої моди стоячої хвилі кільцевого надпровідного резонатора та на третій моді стоячої хвилі суцільного кільцевого резонатора.

## РОЗДІЛ 4

## АНАЛІЗ ВПЛИВУ ЗБУДЖУЮЧОГО ВИСОКОЧАСТОТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ПАРАМЕТРИ ВЧ НКВІДУ

В цьому розділі приведені результати аналізу впливу високочастотного електромагнітного поля на амплітудно-частотні та сигнальні характеристики ВЧ НКВІДу, а також проведено експериментальну перевірку такого впливу в гістерезисному режимі роботи.

В цьому розділі представлено результати, опубліковані в роботах [3, 7, 8]

### 4.1. ВЧ НКВІД у НВЧ полі.

Якщо розглядати ВЧ НКВІД як параметричний детектор, то його параметри та чутливість будуть визначені величиною критичного струму через контакт Джозефсона. Добре освоєна технологія виготовлення джозефсонівських контактів типу надпровідник-ізолятор-надпровідник (НІН) на основі шарів *Nb* [195] дозволяє масово виробляти ВЧ НКВІДи з оптимальним значенням критичного струму для заданої робочої температури. Однак критичні струми джозефсонівських переходів у двозонних надпровідниках [196-198] і ВТНП [199, 200] зазвичай мають великий діапазон значень і можуть значно відрізнятися від оптимальної велечини. Для покращення цієї ситуації існує необхідність налаштування пристроїв на базі таких джозефсонівських контактів для виходу їх на оптимальний режим роботи.

Вплив надвисокочастотного поля на контур ВЧ НКВІДу істотно відрізняється в безгістерезисному  $\beta_L = 2\pi L I_C / \Phi_0 < 1$  [201] і гістерезисному  $\beta_L > 1$  [202] режимах. Тут L — геометрична індуктивність кільця інтерферометра,  $I_c$  критичний струм джозефсонівського переходу,  $\phi_0 = \frac{h}{2e}$  — квант магнітного потоку. Такі відмінності пов'язані з суттєвою різницею потенційної енергії ВЧ НКВІДу в цих двох режимах (рис. 4.1). У моделі джозефсонівского контакту, шунтованого опором і ємністю (RCSJ), вона складається з магнітної енергії, запасеної в контурі інтерферометра, та енергії джозефсонівського переходу [19, 203]:

$$U(\varphi,\varphi_e) = \frac{I_c \Phi_0}{2\pi} \left[ \frac{(\varphi - \varphi_e)^2}{2\beta_L} - \cos\varphi \right], \tag{4.1}$$

де  $\varphi = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}$  – різниця фаз на джозефсонівському переході, пов'язана з повним магнітним потоком  $\Phi$ , що пронизує надпровідне кільце,  $\varphi_e = \frac{2\pi\Phi_e}{\Phi_0}$  – нормований зовнішній магнітний потік  $\Phi_e$ . Поведінка інтерферометра зводиться до аналізу руху частки з масою  $M = C \frac{\Phi_0}{2\pi}$  в одномірному потенціалі (4.1), де C – ємність контакту.

Швидка зміна частоти НВЧ поля призведе до швидкої зміни потенційної енергії, що змусить частку повільно переміщатися в змінному в часі потенційному полі.



Рис. 4.1. Набір розрахованих потенційних енергій ВЧ НКВІДу в залежності від різниці фаз на контакті φ, для трьох значень зовнішнього потоку
 φ<sub>e</sub> / 2π = -0,2;0;0,2: (a) в безгістерезисному (β<sub>L</sub> = 0,5) та (б) в гістерезисному (β<sub>L</sub> = 5,0) режимах.

В безгістерезисному режимі ( $\beta_L < 1$ ) потенційна енергія має один мінімум (рис. 4.1(а)), і магнітний потік мікрохвильового поля викликає невеликі зміни фази навколо цього стану. В гістерезисному режимі існує декілька метастабільних станів, розділених потенційними бар'єрами (рис. 4.1(б)), і лише один з найменшою потенційною енергією є глобально стабільним. Отже, НВЧ поле буде впливати на ймовірність переходу з одного метастабільного стану в інший через бар'єри, що розділяють ці метастабільні стани. Це призведе до збільшення нахилу сходинок ВАХ в слабких НВЧ полях [204].

## 4.2. Модель ВЧ НКВІДу

Розглянемо теоретичну модель ВЧ НКВІДу, який розміщено в НВЧ полі. Для спрощення припустимо, що вплив квантових і теплових флуктуацій  $\gamma = 2\pi k_B T / I_C \Phi_0 \ll 1$  на НКВІД незначний. У рамках моделі RCSJ маємо рівняння, що описують поведінку резонансного контуру з великою добротністю і індуктивністю Q >> 1 і індуктивністю  $L_T$ , пов'язані з контуром ВЧ НКВІДу через взаємну індуктивність  $M = k \sqrt{LL_T}$  (також відому як коефіцієнт зв'язку). Ці величини подані в безрозмірній формі [203]:

$$\beta_L i = \varphi_e + \varphi_T - \varphi \tag{4.2}$$

$$q\dot{\varphi} + \beta_L \sin \varphi + \varphi = \varphi_e + \varphi_T \tag{4.3}$$

$$\ddot{\rho}_T + Q^{-1}\dot{\phi} + (1 - 2\zeta_0)\varphi_T = \varepsilon \cos \tau + k^2 \beta_L \ddot{i}$$
(4.4)

В цих рівняннях  $i = I/I_c$  це циркулюючий струм в інтерферометрі, нормований на критичний струм джозефсонівського переходу, а  $\varphi_T = \frac{2\pi\Phi_T}{\Phi_0}$  – магнітний потік, індукований в інтерферометрі із пов'язаного резонансного контуру. Диференціювання по безрозмірному часу  $\tau = \omega_T t$  позначається точкою  $(\omega_T - це кутова частота резонансу контуру)$ . Параметр  $q = \frac{\omega L}{R}$ , де R – нормальний опір джозефсонівського контакту, характеризує затримку інтерферометра відносно частоти накачування  $\frac{\omega}{2\pi}$ . Нормалізована частота розстроювання  $\xi_0 = \frac{\omega - \omega_T}{\omega_T} \ll 1$ мала.  $\varepsilon = (\frac{2\pi}{\Phi_0})\omega_T L_T I_P / \eta_0$  – амплітуда збудження, нормована на коефіцієнт перетворення потоку в напругу в резонансному контурі  $\eta_0 = (\omega/k)(L_T / L)^{1/2}$ , зв'язок між інтерферометром і резонансним контуром вважається слабким  $k^2 Q \approx 1$ .

Якщо нелінійність НКВІДу  $\beta_L \ll 1$ ,  $k^2 \ll 1$  та  $Q^{-1} \ll 1$  є малими параметрами, то коливання в резонансному параметричному контурі можна вважати квазигармонічними, до того ж амплітуда  $\alpha(\tau)$  і фаза  $\theta(\tau)$  є повільними функціями часу  $\tau$ . Аналітичні вирази для ефективних значень розстроювання  $2\xi(a, \varphi_e)$  та затухання  $2\delta(a, \varphi_e)$  резонансного контуру, при збереженні лінійних членів по  $\beta_L$  задані формулою з  $J_1(a)$  – функцією Бесселя першого порядку першого роду. [203]:

$$2\xi(a,\varphi_e) = 2\xi_0 + \frac{k^2}{1+q^2} \left[-q^2 - \beta_L \frac{2J_1(a)}{a} \frac{1-q^2}{1+q^2} \cos\varphi_e\right]$$
(4.5),

$$2\delta(a,\varphi_e) = Q^{-1} + \frac{k^2}{1+q^2} [q - \beta_L \frac{2J_1(a)}{a} \frac{2q}{1+q^2} \cos \varphi_e]$$
(4.6),

Рівняння (4.5, 4.6) описують поведінку резонансного контуру з нелінійними реактивними характеристиками, внесеними інтерферометром. Його резонансна крива симетрична (принаймні при малих значеннях  $\beta_L$ ) відносно лінії, зігнутої згідно рівнянню (4.5). За умови  $|\cos \varphi_e| = 0$  ця крива стає прямою, як в звичайній лінійній схемі резонансного контуру, а у випадку коли  $|\cos \varphi_e| = 1$ , має максимальну кривизну. При достатньо великих значеннях параметра  $k^2 Q \beta_L > 1$  амплітудночастотна характеристика (АЧХ) в безгістерезисному режимі може бути багатозначною і мати «точки зриву» з вертикальними дотичними (рис. 4.2), поблизу яких значення коефіцієнтів перетворення різко зростає (формально до нескінченності) [201, 203, 205]:

$$\eta = \left| \frac{da}{d\varphi_e} \right| \approx \left| \frac{da}{d\xi} \right| \gg \eta_0 \tag{4.7}$$

Якщо критичний струм джозефсонівського переходу достатньо великий, інтерферометр працюватиме в гістерезисному режимі. Для  $k^2Q\gtrsim 1$  можна виконати умову  $k^2Q\beta_L > 1$ , підвищивши температуру так, щоб ВЧ НКВІД перейшов у безгістерезисний режим  $\beta_L(T) = 2\pi L I_C(T)/\Phi_0 < 1$ . Однак будемо вважати температуру сталою і досліджуватимемо характеристики ВЧ НКВІДу, до якого підведено надвисокочастотне поле  $\tilde{\varphi} \sin vt$ , де  $\tilde{\varphi} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \tilde{\Phi}$  це нормована амплітуда мікрохвильового магнітного потоку.



Рис. 4.2. АЧХ ВЧ НКВІДу в безгістерезисному режимі k<sup>2</sup>Qβ<sub>L</sub> ≫1 при двох значеннях зовнішнього потоку φ<sub>e</sub> ≈ π та φ<sub>e</sub> ≈ 2π при постійній амплітуді ВЧнакачування. «Точки зриву» (вказані стрілками) симетрично розташовані при негативних і позитивних відхиленнях, оскільки параметр β<sub>L</sub> ≈ 0.1≪1.

## 4.3. Теоретична модель впливу зовнішнього НВЧ поля на характеристики ВЧ НКВІДу

Варто зазначити, що через сильну нерівність  $v \gg \omega_T$ , резонансний контур «бачить» усереднене значення потенційної енергії за кожен період НВЧ коливань. Зберігаючи умову  $\beta_L \ll 1$  незмінною, додаємо до зовнішнього, незмінного в часі потоку  $\varphi_e$ , ВЧ потік  $\tilde{\varphi} \sin vt$  з частотою  $v \gg \omega_T / 2\pi$ . З нерівності видно, що ВЧ потік відповідає практично НВЧ-діапазону частот. При  $\beta_L \ll 1$  в нульовому наближенні по  $\beta_L$  маємо:

$$\varphi^{(0)} = \varphi_e + \frac{a}{1+q^2} [\cos(\tau + \Theta) + q\sin(\tau + \Theta)] + \frac{\tilde{\varphi}}{(1+vq)^2} [\cos v\tau + vq\sin v\tau]$$
(4.8)

При знаходженні наступного наближення ми нехтуємо отриманою комбінацією частот, яка може давати внесок у першу гармоніку, але цей внесок буде незначним через великий рознос частот. У результаті отримуємо систему рівнянь для ефективних значень розстроювання і затухання резонансного контуру, залежно від амплітуди надвисокочастотного поля [205]:

$$2\xi(a,\varphi_e,\tilde{\varphi}) = 2\xi_0 + \frac{k^2}{1+q^2} \left[-q^2 - \beta_L J_0(z) \frac{2J_1(a)}{a} \frac{1-q^2}{1+q^2} \cos\varphi_e\right]$$
(4.9),

$$2\delta(a,\varphi_e,\tilde{\varphi}) = Q^{-1} + \frac{k^2}{1+q^2} [q - \beta_L J_0(z) \frac{2J_1(a)}{a} \frac{2q}{1+q^2} \cos\varphi_e]$$
(4.10),

де  $J_0(z) - функція Бесселя з аргументом <math>z = \tilde{\varphi} / [1 + (vq)^2]^{1/2}$ .

Порівнюючи рівняння (4.5, 4.6) з (4.9, 4.10), можна помітити, що за сталої температури, наявність НВЧ поля формально перенормує значення основного параметра  $\beta_L$  ВЧ НКВІДу, зберігаючи залежності від q, від амплітуди накачування резонансного контуру та від низькочастотного (сигнального) потоку  $\varphi_e$ . У цьому випадку важлива нерівність (4.7) може бути виконано і для амплітуд збудження  $\varepsilon \gtrsim Q^{-1}$  шляхом заміни  $\beta_L \rightarrow \beta_L J_0(z)$ . При великих значеннях НВЧ електромагнітного поля  $|\tilde{\varphi}| \gg 1$  рівняння (4.9, 4.10) описують лінійний резонансний контур.
Незважаючи на те, що вирази (4.5, 4.6) і (4.9, 4.10) отримані для малих значень  $\beta_L \ll 1$ , їх практично можна використовувати до  $\beta_L \lesssim 0,3$ , а загальна поведінка ВЧ НКВІДу у високочастотному електромагнітному полі якісно залишиться практично незмінною до  $\beta_L \approx 1$ .

У гістерезисному режимі ситуація складніша, і аналітичні формули стають недоступними. Результати чисельного моделювання [204] показують, що слабкі НВЧ поля можуть збільшувати нахил "сходинок" у гістерезисному режимі та призводити до зниження чутливості. Це пов'язано з розширенням щільності ймовірності стрибків фази в НКВІДі [202], що в свою чергу призводить до додаткових втрат. Вплив сильних НВЧ електромагнітних полів достатньо легко виявити експериментально.

# 4.4. Експериментальне підтвердження впливу НВЧ поля на основний параметр β<sub>ι</sub> ВЧ НКВІДу.

Експерименти проводилися при фіксованій температурі  $T \cong 4.2$  К. ВЧ НКВІД було розміщено в надпровідному свинцевому екрані для захисту від зовнішніх полів. Резонансний контур з добротністю  $Q \approx 200$  мав резонансну частоту  $\omega_T / 2\pi = 1/2\pi (L_T C_T)^{1/2} \approx 30$  МГц, де  $L_T \approx 3 \times 10^{-7}$  Гн і  $k^2 Q \approx 1.5$ . ВЧ-накачування частотах, близьких до резонансного контуру на резонансної частоти. здійснювалося за допомогою стандартного генератора частотно-модульованих коливань. Для зниження теплового шуму коаксіального кабелю, перший каскад підсилювача був поміщений у рідкий гелій. НВЧ поле з частотою v =1 ГГц від генератора подавалося у ВЧ НКВІД через атенюатор по окремому коаксіальному кабелю, слабо зв'язаному зі НКВІДом.



Рис. 4.3. Блок-схема електричної частини експериментальної установки показує низькотемпературну зону кріостата, відокремлену більш темною пунктирною лінією, яка представляє надпровідний свинцевий екран.

Геометрична індуктивність кільця НКВІДу  $L_T \approx 3 \times 10^{-7}$  Гн була вибрана флуктуаційна ніж індуктивність  $L_{\rm F}$ значно меншою, так звана  $(L_T \ll L_F = (\Phi_0 / 2\pi)^2 / k_B T)$  при  $T \cong 4,2$  К, щоб шумовий потік, пов'язаний з флуктуаціями, не міг порушити когерентність тепловими контурі V інтерферометра. Оцінка параметрів  $\beta_c = 2\pi R^2 I_c C / \Phi_0$  і q ала відповідні значення  $\approx 4 \times 10^{-2}$  i  $\approx 10^{-2}$ .

За відсутністі НВЧ поля (рис. 4.4(а)) АЧХ ВЧ НКВІДу при температурі 4.2 К, є типовими для гістерезисного режиму ( $\beta_L \approx 10$ ). АЧХ криві спостерігалися при двох значеннях зовнішнього потоку  $\Phi_e \approx \Phi_0$  і  $\Phi_e \approx \Phi_0/2$  при постійній амплітуді збудження. Потім зовнішній потік був зафіксований, щоб спостерігати тільки першу сходинку, як показано на рисунку 4.4(б).



Рис. 4.4. Набір АЧХ ВЧ НКВІДу в гістерезисному режимі (β<sub>L</sub> ≈10) без НВЧ електромагнітного поля при температурі 4,2К: (а) величина зовнішнього магнітного потоку Φ<sub>e</sub> ≈ Φ<sub>0</sub> і амплітуда накачування змінюються кожний 1 дБ (б) АЧХ ВЧ НКВІДу при амплітуді струму накачування I<sub>P</sub>, відповідного першій сходинці в Φ<sub>e</sub> ≈ Φ<sub>0</sub>/2.

Після цього в інтерферометр вводилося НВЧ поле з частотою 1 ГГц, що при малих амплітудах призводило до додаткового нахилу сходинки (рис. 4.5), що узгоджується з даними роботи [204]. Подальше збільшення амплітуди призводило до швидкої модифікації АЧХ, що відповідає ефекту зменшення критичного струму переходу і, відповідно, ефективного параметра  $\beta_L$  до значень  $\beta_L \approx 1$ .

Починаючи з АЧХ, отриманої при -35 дБ, спостерігаються криві, характерні для безгістерезисного режиму (криві при -35 дБ, -34 дБ, -32,5 дБ) з квазиперіодичними змінами резонансної частоти контуру залежно від ВЧ потужності. На цих АЧХ чітко спостерігаються області, схожі на «точки зриву» з майже вертикальними дотичними, характерні для безгістерезисного режиму з допустимою умовою  $k^2 Q\beta_L > 1$  (рис. 5).



Рис. 4.5. Набір АЧХ ВЧ НКВІДу у НВЧ полі на частоті  $\nu = 1$  ГГц. Параметр кривих — амплітуда НВЧ електромагнітного поля (дБ). Струм ВЧ-накачування  $I_P$ і постійний магнітний потік фіксовані для всього набору кривих. Області з більш крутими схилами позначені стрілками.

У літературі в основному обговорювалося [203, 204] збільшення нахилу сходинок у ВЧ НКВІДах під впливом слабких мікрохвильових полів та пов'язане з цим погіршення чутливості пристрою [19]. Феноменологічний параметр  $\alpha_{JB}$ , який описує шум переходу, пов'язаний зі зміною ймовірності переходів між метастабільними станами [205]. Він зазвичай залежить від амплітуди ВЧ (мікрохвильового) поля, що чітко видно на рис. 4.4.

Якщо розташувати робочу точку ВЧ НКВІДу в області великої похідної  $\left|\frac{da}{d\varphi_e}\right|$ , то коефіцієнт перетворення по малому сигналу  $\eta$  стає в 5-6 разів вищим, ніж у стандартному безгістерезисному режимі  $\eta_0 = (\omega/k)(L_T/L)^{1/2}$ . Таке збільшення коефіцієнта перетворення дозволяє суттєво зменшити вклад підсилювача  $\delta \varepsilon_A \sim \frac{\langle V_{NA} \rangle^2}{|\eta|^2}$  в шуми ВЧ НКВІДу і тим самим покращити його чутливість [200].

#### Висновки до розділу 4

У безгістерезисному режимі кільце НКВІДу уявляє собою параметричну індуктивність, що осцилює із зміною зовнішнього НВЧ потоку. Зміна індуктивності реєструється по зміні частоти контуру проміжної частоти. Цей режим, в принципі, має більшу чутливість, однак він рідко використовується у пристроях на практиці через жорсткі обмеження на параметри ВЧ НКВІДу. Результати проведених експериментів і продемонстрованих у цьому розділі, НВЧ поля показують, ЩО зміни амплітуди ефективно трансформують характеристики ВЧ НКВІДів із класичного гістерезисного режиму у формально безгістерезисний режим. Таке керування основним параметром ВЧ НКВІДу особливо цікаве для двозонних і високотемпературних надпровідників. Було виявлено, що під час цієї трансформації на ВАХ ВЧ НКВІДів спостерігаються ділянки, на яких коефіцієнт перетворення областях перевищуює класичне значення для гістерезисного режиму. Ця особливість дозволяє суттєво знизити вклад внутрішнього шуму підсилювача і покращити чутливість пристрою в цілому. Безсумнівно, це властивість нелінійного резонансу ВЧ НКВІДу у НВЧ електромагнітному полі представляє великий інтерес для розробки практичних пристроїв і вимагає подальших досліджень.

# ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі досліджено нестаціонарні процеси, що виникають у просторово-неоднорідних надпровідних структурах під впливом зовнішнього НВЧ електромагнітного поля:

- Вперше структура резистивного стану з нееквідистантними лініями проковзування фази (ЛПФ) у двовимірному надпровіднику з розтіканням транспортного струму (містку Даєма) була візуалізована методом НТЛСМ.
- 2. Вперше за допомогою НТЛСМ-візуалізації було показано, що перехід широкої надпровідної тонкої плівки з резистивного стану в нормальний під дією постійного транспортного струму та НВЧ поля відбувається через монотонне зменшення надлишкового струму. При цьому нестаціонарні нерівноважні лінії проковзування фази (ЛПФ) перетворюються в нерівноважні, але стаціонарні дискретні нормальні локалізовані домени (НЛД), які мають такі ж розміри, як і ЛПФ, що їх породили.
- 3. Вперше було продемонстровано метод векторних (фазочутливих) вимірювань НВЧ відгуку за допомогою НТЛСМ. Цей метод ґрунтується на нелінійному змішуванні амплітудно-модульованого (АМ) локального збудження, яке здійснюється сфокусованим лазерним зондом. Лазерний зонд синхронізований за фазою з надпровідним НВЧ струмом у досліджуваному зразку, а отриманий сигнал відгуку детектується фазочутливим підсилювачем.
- Вперше отримано векторні зображення просторового розподілу мікрохвильових струмів у надпровідному метаатомі (спіральному резонаторі) для другої та третьої моди стоячих хвиль.
- 5. *Вперше* виявлено посилення анізотропії надпровідних НВЧ струмів у спіральному резонаторі зі збільшенням індексу резонансної моди, а також перехід резонатора між режимами зосереджених та розподілених параметрів.

6. *Вперше* показано, що додаткове НВЧ поле трансформує характеристики ВЧ НКВІДу, переводячи його з гістерезисного режиму роботи в безгістерезисний. Це

дозволяє отримати коефіцієнт перетворення, вищий за той, який характерний для гістерезисного режиму.

Практичне значення отриманих наукових результатів дисертаційної роботи полягає в тому, що вони розширюють наявні уявлення про особливості утворення нестаціонарних станів у просторово-неоднорідних надпровідних структурах у НВЧ полі. Зокрема, отримані результати створюють основу для розробки нової концепції дослідження фазових характеристик НТЛСМ-відгуку двомірних магнітних метаматеріалів. В тому числі, результати дослідження тонкоплівкових надпровідників дозволяють отримати нові знання про особливості переходу до нормального стану. Разом з цим, детально описано, як за допомогою методу НТЛСМ можна візуалізувати розвиток нормального стану в надпровідних структурах. Показано можливість керування значенням критичного струму Джозефсонівського контакту, а, відповідно, і ефективним параметром роботи ВЧ НКВІДу. Це дозволяє нівелювати розкид критичних струмів, які виникають в джозефсонівських переходах, що складаються, наприклад, з двозонних чи високотемпературних надпровідниках при застосуванні таких матеріалів у ВЧ НКВІДах. Більш того, завдяки запропонованій методиці зміни параметрів та режиму роботи НКВІДу можливо суттєво змінювати коефіцієнт перетворення або чутливості ВЧ НКВІДу. Це, в свою чергу, надає можливості використовувати ВЧ НКВІД в якості елемента зчитування в системах індуктивного змінного зв'язку з детекторами, зокрема в сучасних системах квантових вимірювань.

#### Подяки

Я щиро вдячний своїм науковим керівникам – кандидату технічних наук, старшому науковому співробітнику відділу надпровідних і мезоскопічних структур ФТІНТ ім. Б.І. Вєркіна НАН України *Ляхно Валерію Юрійовичу* та доктору фізикоматематичних наук, професору, завідувачу відділу надпровідних і мезоскопічних структур ФТІНТ ім. Б.І. Вєркіна НАН України *Шевченку Сергію Миколайовичу* за всебічну підтримку, мудре керівництво і безцінний досвід, отриманий під їхнім наставництвом.

Також хочу висловити подяку неформальному науковому керівнику – кандидату фізико-математичних наук, старшому науковому співробітнику відділу надпровідних і мезоскопічних структур ФТІНТ ім. Б.І. Вєркіна НАН України *Турутанову Олегу Георгійовичу* за плідні наукові дискусії, консультації та підтримку.

Неможливо не згадати нашого дорогого колегу та мого першого наукового керівника *Журавля Олександра Петровича*, який, на превеликий жаль, так рано нас покинув. Олександр Петрович завжди знаходив час поділитися своїм досвідом і знаннями, допомогти у будь-яких питаннях та підтримати. За це я йому невимовно вдячний і буду завжди пам'ятати його.

Велика подяка співробітникам відділу надпровідних і мезоскопічних структур – Сивакову Олександру Георгійовичу, Похилі Андрію Степановичу та Колінько Олександрі Євгеніївні – за можливість працювати в професійному і дружньому колективі та за допомогу з науковою роботою.

Окрема подяка співробітникам відділу надпровідності Інституту металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України – Шаповалову Андрію Петровичу, Шниркову Володимиру Івановичу та іншим – за можливість попрацювати разом і брати участь в експериментах, які дали мені безцінний досвід.

Крім того, я вдячний за підтримку співробітникам відділу надпровідних і мезоскопічних структур та вченому секретарю, кандидату фізико-математичних наук *Калиненко Олександру Миколайовичу*.

## Бібліографія

- [1] A. A. Leha, A. P. Zhuravel, A. Karpov, A. V. Lukashenko and A. V. Ustinov, "Phase-resolved visualization of radio-frequency standing waves in superconducting spiral resonator for metamaterial applications," *Low Temp. Phys.*, vol. 48, no. 2, pp. 104-112, 2022.
- [2] O. G. Turutanov, A. G. Sivakov, A. A. Leha, A. S. Pokhila, A. E. Kolinko and M. Grajcar, "Some aspects of the resistive-to-normal state transition caused by direct and microwave currents in superconducting thin films with phase slip lines," *Low Temp. Phys.*, vol. 50, no. 4, pp. 289-298, 2024.
- [3] V. I. Shnyrkov, V. Yu. Lyakhno, O. A. Kalenyuk, D. G. Mindich, O. O. Leha and A. P. Shapovalov, "Control of the effective value of the critical current of the RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field," *Low Temp. Phys.*, vol. 50, no. 6, pp. 497-501, 2024.
- [4] A. P. Zhuravel, A. Karpov, A. V. Lukashenko, A. A. Leha and A. V. Ustinov, "Phase-Resolved Visualization of Radio Frequency Standing Waves in Superconducting Spiral Resonator for Metamaterial Applications," in *II International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021"*, Kharkiv, Ukraine, 2021.
- [5] A. A. Leha, A. P. Zhuravel, A. Karpov and A. V. Ustinov, "Phase Sensitive Imaging of Microwave Signal Propagation in Superconducting Metamaterials," in 2021 IEEE International Conference on "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021), Odesa, Ukraine, 2021.
- [6] A. A. Leha, A. P. Zhuravel and A. V. Ustinov, "Technological Limitations and Performances of Superconducting Metamaterial: Laser Scanning Microscopy Analysis," in *III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics (CM&LTP 2023)*, Kharkiv, Ukraine, 2023.

- [7] V. I. Shnyrkov, V. Y. Lyakhno, O. G. Turutanov and O. O. Leha, "Control of the effective value of βL parameter in an RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field," in *IV International Advanced Study Conference* "CONDENSED MATTER & LOW-TEMPERATURE PHYSICS" (CM&LTP 2024), Kharkiv, Ukraine, 2024.
- [8] V. Yu. Lyakhno, O. G. Turutanov and O. O. Leha, "Control of the effective value of βL parameter in an RF SQUID by high-frequency electromagnetic field for application in RF SQUID based metamaterials," in *XII International Conference* "Nanotechnologies and Nanomaterials" (NANO-2024), Uzhgorod, Ukraine, 2024.
- [9] K. Onnes, «Further experiments with liquid helium. D. On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears.,» *Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, 13*, pp. 1274-1276, 1911.
- <sup>[10]</sup> W. Meissner and R. Ochsenfeld, "Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfhigkeit," *Die Naturwissenschaften*, vol. 21, no. 44, p. 787–788, 1933.
- [11] F. London and H. London, "The electromagnetic equations of the supraconductor," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 149, no. 866, pp. 71-88, 1935.
- [12] V. Ginzburg and L. Landau, "On the Theory of Superconductivity," Sov. Phys. JETP, vol. 20, p. 1064, 1950.
- [13] A. Abrikosov, "On the Magnetic properties of superconductors of the second group," Sov. Phys. JETP, vol. 5, pp. 1174-1182, 1957.
- [14] A. Abrikosov, "On the Magnetic properties of superconductors of the second group," *Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, vol. 32, pp. 1442-1452, 1957.
- [15] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, "Theory of Superconductivity," *Phys. Rev.*, vol. 108, p. 1175, 1957.

- [16] L. N. Cooper, "Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas," *Phys. Rev.*, vol. 104, no. 4, p. 1189, 1956.
- [17] I. Giaever, "Electron Tunneling Between Two Superconductors," *Phys. Rev. Lett*, vol. 5, p. 464, 1960.
- <sup>[18]</sup> B. Josephson, *Phys. Lett.*, vol. 1, p. 251, 1962.
- <sup>[19]</sup> J. Clarke and A. I. Braginski, The SQUID Handbook Vol. I: Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems, Wiley-VCH, 2004.
- [20] R. C. Jaklevic, John Lambe, A. H. Silver and J. E. Mercereau, *Phys. Rev. Lett*, vol. 12, p. 159, 1964.
- [21] Silver, A.H. and Zimmerman, J.E., "Quantum states and transitions in weakly connected superconducting rings," *Phys. Rev.*, vol. 157, p. 317–341, 1967.
- <sup>[22]</sup> J. Lisenfeld, Experiments on superconducting Josephson phase quantum bits, Erlangen: Verlag Lehrstuhl fuer Mikrocharakterisierung; Erlangen, 2008.
- <sup>[23]</sup> C. Macklin and et al, "A near–quantum-limited Josephson traveling-wave parametric amplifier.," *Science*, vol. 350, pp. 307-310, 2015.
- [24] J. Aumentado, "Superconducting Parametric Amplifiers: The State of the Art in Josephson Parametric Amplifiers," *IEEE Microwave Magazine*, vol. 21, no. 8, p. 45–59, 2020.
- <sup>[25]</sup> P. Febvre, "Digital SQUIDs," in *Encyclopedia of Applied Physics*, 2016.
- [26] V. K. Semenov, "Digital SQUIDs: new definitions and results," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, no. 2, pp. 747-750, 2003.
- [27] K. Likharev and V. Semenov, "RSFQ logic/memory family: a new Josephsonjunction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems," *IEEE Trans. Appl. Supercond*, vol. 1, no. 1, pp. 3-28, 1991.

- <sup>[28]</sup> G. Krylov and E. G. Friedman, Single Flux Quantum Integrated Circuit Design, Springer Cham, 2022.
- [29] D. S. Holmes, A. M. Kadin and M. W. Johnson, "Superconducting Computing in Large-Scale Hybrid Systems," *Computer*, vol. 48, no. 12, pp. 34-42, 2015.
- [30] Clark A. Hamilton, "Josephson voltage standards," *Rev. Sci. Instrum*, vol. 71, no. 10, p. 3611–3623, 2000.
- [31] J. Kohlmann and R. Behr, "Development of Josephson voltage standards," in Superconductivity. Theory and Applications., InTech, 2011, p. 360.
- Behnood G. Ghamsari, John Abrahams, Stephen Remillard and Steven M. Anlage,
   "High-temperature superconducting multi-band radio-frequency metamaterial atoms," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 1, p. 013503, 2013.
- [33] Cihan Kurter, John Abrahams and Steven M. Anlage, "Miniaturized superconducting metamaterials for radio frequencies," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 25, p. 253504, 2010.
- [34] Sapoval B. and Gobron T., "Vibrations of strongly irregular or fractal resonators," *Physical Review E*, vol. 47, no. 5, p. 3013–3024, 1993.
- [35] N. Cohen, "Fractal antenna and fractal resonator primer.," in *Fractals and Dynamics in Mathematics, Science, and the Arts: Theory and Applications*, 2015, pp. 207-208.
- [36] A. A. Kalenyuk, T. Golod, A. P. Shapovalov, A. L. Kasatkin and S. I. Futimsky, "Nonlinear Properties of Superconducting Microstrip Hilbert Fractal Resonators," in *IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW)*, Kharkiv, Ukraine, 2020.
- [37] A. P. Zhuravel, A. G. Sivakov, O. G. Turutanov, A. N. Omelyanchouk, Steven M. Anlage, A. Lukashenko, A. V. Ustinov and D. Abraimov, "Laser scanning microscopy of HTS films and devices (Review Article)," *Fiz. Nizk. Temp*, vol. 32, p. 775, 2006.

- [38] A. P. Zhuravel, A. G. Sivakov, O. G. Turutanov, A. N. Omelyanchouk, S. M. Anlage, A. Lukashenko, A. V. Ustinov and D. Abraimov, "Laser scanning microscopy of HTS films and devices (Review Article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 32, p. 592, 2006.
- [39] M. Tinkham, "Viscous Flow of Flux in Type-II Superconductors," *Physical Review Letters*, vol. 13, no. 26, pp. 804-807, 1964.
- [40] J. R. Clem, "Local Temperature-Gradient Contribution to Flux-Flow Viscosity in Superconductors," *Physical Review Letters*, vol. 20, no. 14, pp. 735-738, 1968.
- [41] K. Likharev, "The formation of a mixed state in planar semiconductor films," *Radiophys Quantum Electron*, vol. 14, pp. 722-727, 1971.
- [42] J. W. Ekin, B. Serin and J. R. Clem, "Magnetic coupling in superposed type-II superconducting films," *Physical Review B*, vol. 9, no. 3, p. 912–917, 1974.
- [43] P. E. Cladis, "Effect of Temperature and Magnetic Fields on the Thin-Film dc Superconducting Transformer," *Physical Review Letters*, vol. 21, no. 17, p. 1238– 1241, 1968.
- [44] J. R. Clem, "Theory of magnetically coupled type-II superconducting films," *Phys. Rev. B*, vol. 9, p. 898, 1974.
- [45] I. Giaever, "Magnetic Coupling Between Two Adjacent Type-II Superconductors," *Physical Review Letters*, vol. 15, no. 21, p. 825–827, 1965.
- [46] R. P. Huebener and R. T. Kampwirth, "Current induced intermediate state in thin film superconductors," *Solid State Communications*, vol. 10, no. 12, p. 1289–1293, 1972.
- [47] D. Chimenti, H. Watson and R. Huebener, "Current-induced breakdown of superconductivity in constricted type I superconducting films," *J Low Temp Phys*, vol. 23, pp. 303-318, 1976.

- [48] D. E. Chimenti and J. R. Clem, "Current-induced flux motion in type-I superconducting films studied at 100-ns time resolution," *Philosophical Magazine B*, vol. 38, no. 6, p. 635–653, 1978.
- <sup>[49]</sup> L. G. Aslamazov and S. V. Lempitskiy, Sov. Phys.—JETP, vol. 57, p. 1291, 1983.
- [50] J. Pearl, "CURRENT DISTRIBUTION IN SUPERCONDUCTING FILMS CARRYING QUANTIZED FLUXOIDS," Appl. Phys. Lett., vol. 5, no. 4, pp. 65-66, 1964.
- [51] C. P. Bean and J. D. Livingston, "Surface Barrier in Type-II Superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, p. 14, 1964.
- [52] E. V. Bezuglyi, "Current states in superconducting films: Numerical results.," *Low Temp. Phys.*, vol. 41, no. 8, pp. 602-607, 2015.
- [53] A. I. LARKIN and Y. N. OVCHINNIKOV, "INFLUENCE OF INHOMOGENEITIES ON SUPERCONDUCTOR PROPERTIES," Sov. Phys. JETP, vol. 34, no. 3, pp. 651-655, 1972.
- [54] J. Meyer and G. Minnegerode, "Instabilities in the Transition Curve of Current Carrying One-Dimensional Superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, no. 7, pp. 529-531, 1972.
- [55] W. Skocpol, M. Beasley and M. Tinkham, "Phase-slip centers and nonequilibrium processes in superconducting tin microbridges," *J Low Temp Phys*, vol. 16, pp. 145-167, 1974.
- [56] M. Tinkham, "Effect of Fluxoid Quantization on Transitions of Superconducting Films," *Physical Review*, vol. 129, no. 6, p. 2413–2422, 1963.
- [57] A. B. Pippard, J. G. Shepherd and D. A. Tindall, "Resistance of Superconducting-Normal Interfaces," *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 324, no. 1556, pp. 17-35, 1971.

- [58] T. J. Rieger, D. J. Scalapino and J. E. Mercereau, "Charge Conservation and Chemical Potentials in Time-Dependent Ginzburg-Landau Theory," *Physical Review Letters*, vol. 27, no. 26, p. 1787–1790, 1971.
- [59] T. J. Rieger, D. J. Scalapino and J. E. Mercereau, "Time-Dependent Superconductivity and Quantum Dissipation," *Physical Review B*, vol. 6, no. 5, p. 1734–1743, 1972.
- [60] V. P. Galaiko, "Kinetic theory of resistive states and electric oscillations in superconducting channels," *J Low Temp Phys*, vol. 26, pp. 483-500, 1977.
- [61] B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, "Theory of current states in narrow superconducting channels," Sov. Phys. Usp., vol. 142, p. 435, 1984.
- [62] B. I. Ivlev, N. B. Kopnin and L. A. Maslova, "Dynamics of the resistive state of a superconductor," Sov. Phys. - JETP, vol. 51, no. 5, 1980.
- [63] I. V. Zolochevskii, "Resistive states in wide superconducting films induced by dc and ac currents (Review Article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 40, no. 10, pp. 867-892, 2014.
- [64] V. G. Volotskaya, I. M. Dmitrenko, L. E. Musienko and A. G. Sivakov, "Currentinduced destruction of superconductivity in wide films," *Sov. J. Low Temp. Phys.*, vol. 7, p. 188, 1981.
- [65] S. Kaplan, "Acoustic matching of superconducting films to substrates," *J Low Temp Phys*, vol. 37, pp. 343-365, 1979.
- [66] A. Weber and L. Kramer, "Dissipative states in a current-carrying superconducting film," J. Low Temp. Phys., vol. 84, pp. 289-299, 1991.
- [67] V. G. VOLOTSKAYA, A. G. SIVAKOV and O. G. TURUTANOV, "Excessive current in wide superconducting films," *Fiz. Nizk. Temp.*, vol. 12, pp. 934-940, 1986.

- [68] I. M. Dmitrenko, "Resistive state of broad superconducting films and phase-slip lines (a review)," *Low Temp. Phys.*, vol. 22, p. 648, 1996.
- [69] A. G. Sivakov, A. M. Glukhov, A. N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Müller and A. V. Ustinov, "Josephson Behavior of Phase-Slip Lines in Wide Superconducting Strips," *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 26, pp. 267001-1, 2003.
- [70] V. Dmitriev, I. Zolochevskii, T. Salenkova and E. Khristenko, "Critical current, phase slip centers and phase slip lines in superconducting films in zero external magnetic field," *Low Temp. Phys.*, vol. 31, no. 2, pp. 127-136, 2005.
- [71] P. W. ANDERSON and Y. B. KIM, "Hard Superconductivity: Theory of the Motion of Abrikosov Flux Lines," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 36, no. 1, pp. 39-43, 1964.
- [72] I. M. Dmitrenko, A. G. Sivakov and V. G. Volotskaya, "Measurements of the voltage in wide tin films near the phase-slip line," *Sov. J. Low Temp. Phys.*, vol. 9, no. 9, 1983.
- [73] V. Konovodchenko, A. Sivakov, A. Zhuravel, V. Efremenko and B. Banduryan,
  "Visualization of resistive states of superconducting films," *Cryogenics*, vol. 26, no. 10, pp. 531-535, 1986.
- [74] I. V. Zolochevskii, "Resistive states in wide superconducting films induced by dc and ac currents," *Low Temp. Phys.*, vol. 40, no. 10, p. 867–89, 2014.
- [75] V. M. Dmitriev, I. V. Zolochevskii and E. V. Khristenko, "Resistive states of superconducting channels in alternating electromagnetic field (Review Article)," *Low Temp. Phys.*, vol. 27, no. 3, pp. 165-184, 2001.
- [76] I. Zolochevskii, A. Terekhov, E. Bezuglyi, L. Ischenko and E. Khristenko, "The influence of electromagnetic radiation of the meter range on the current-voltage characteristics of wide superconducting films.," *Low Temp. Phys.*, vol. 45, no. 11, pp. 1387-1390, 2019.

- [77] R. M. Walser, «Electromagnetic metamaterials,» Complex Mediums II: Beyond Linear Isotropic Dielectrics, 2001.
- [78] R. Grimberg, "Electromagnetic metamaterials," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 178, no. 19, p. 1285–1295, 2013.
- [79] L. Fok, M. Ambati and X. Zhang, "Acoustic Metamaterials," *MRS Bulletin*, vol. 33, no. 10, pp. 931-934, 2008.
- [80] Michael R. Haberman and Matthew D. Guild, "Acoustic metamaterials," *Physics Today*, vol. 69, no. 6, pp. 42-48, 2016.
- [81] Liu Y. and Zhang X., "Metamaterials: a new frontier of science and technology," *Chemical Society Reviews*, vol. 40, no. 5, p. 2494, 2011.
- [82] Sophia R Sklan and Baowen Li, "Thermal metamaterials: functions and prospects," *National Science Review*, vol. 5, no. 2, p. 138–141, 2018.
- [83] Li Y., Li W., Han T. and et al, "Transforming heat transfer with thermal metamaterials and devices," *Nat Rev Mater*, vol. 6, pp. 488-507, 2021.
- [84] J. Wang, G. Dai and J. Huang, "Thermal Metamaterial: Fundamental, Application, and Outlook," *iScience*, vol. 23, no. 10, p. 101637, 2020.
- [85] A. Valipour, M. H. Kargozarfard, M. Rakhshi, A. Yaghootian and H. M. Sedighi, "Metamaterials and their applications: An overview," *Journal of Materials: Design* and Applications, 2021.
- [86] M. Kadic, G. W. Milton, M. van Hecke and M. Wegener, "3D metamaterials," *Nature Reviews Physics*, 2019.
- [87] M. Moniruzzaman, M. T. Islam, M. R. Islam, N. Misran and M. Samsuzzaman, "Coupled Ring Split Ring Resonator (CR-SRR) Based Epsilon Negative

Metamaterial for Multiband Wireless Communications with High Effective Medium," *Results in Physics*, p. 103248, 2020.

- [88] M. J. Hossain, M. R. I. Faruque, M. T. Islam and S. S. Islam, "An effective medium ratio obeying meta-atom for multiband applications," *Bulletin of the Polish Academy of Sciences*, vol. 65, no. 2, p. 139–147, 2017.
- [89] V. G. Veselago, "Properties of materials having simultaneously negative values of the dielectric ε and the magnetic μ susceptibilities," *Soviet Physics – Solid State*, vol. 8, p. 2854, 1967.
- [90] V. G. Veselago, "Properties of materials having simultaneously negative values of the dielectric ε and the magnetic μ susceptibilities," *Fizika Tverdogo Tela*, vol. 8, p. 3571, 1966.
- [91] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, p. 2075, 1999.
- [92] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, p. 2075, 1999.
- [93] K. Aydin, I. Bulu, K. Guven, M. Kafesaki, M. S. C. and E. Ozbay, "Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs," *New Journal of Physics*, vol. 7, p. 168, 2005.
- [94] J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 18, p. 3966–3969, 2000.
- [95] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Physical Review Letters*, vol. 84, no. 18, p. 4184–4187, 2000.

- [96] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. C. Nemat-Nasser and S. Schultz, "Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial," *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 4, p. 489–491, 2001.
- [97] R. A. Shelby, D. R. Smith and S. Schultz, "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction," *Science*, vol. 292, no. 5514, pp. 77-79, 2001.
- [98] J. D. Beana, R. Marques, F. Medina, J. Martel, "Artificial magnetic metamaterial design by using spiral resonators," *Physical Review B*, vol. 69, no. 1, 2004.
- [99] W.-C. Chen, C. M. Bingham, K. M. Mak, N. W. Caira and W. J. Padilla, "Extremely subwavelength planar magnetic metamaterials," *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 201104, 2012.
- [100] S. M. Anlage, "The physics and applications of superconducting metamaterials," J. Opt., vol. 13, p. 024001, 2011.
- [101] J. Fang, M. S. Chow, K. C. Chan, K. K. Wong, G. X. Shen, E. Gao, E. S. Yang and Q. Y. Ma, *IEEE Transact. on Appl. Supercond.*, vol. 12, p. 1823, 2002.
- [102] C. Kurter, J. Abrahams and S. M. Anlage, "Miniaturized superconducting metamaterials for radio frequencies," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 253504, 2010.
- [103] S.S.Mohan, M.M.Hershenson, S.P.Boyd and T.H.Lee, "Simple AccurateExpressionsforPlanarSpiral Inductances," *IEEE J.Solid-State Circuits*, vol. 34, no. 10, pp. 1419-1424, 1999.
- <sup>[104]</sup> Z. Jiang, P. S. Excell and Z.M.Hejazi, "Calculation of Distributed Capacitances of Spiral Resonators," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, pp. 139-142, 1997.
- <sup>[105]</sup> T.P.Orlando and K.A.Delin, Foundations of Applied Superconductivity, Burlington: MA:Addison-Wesley, 1991.

- <sup>[106]</sup> C. Kurter, A. P. Zhuravel, J. Abrahams, C. L. Bennett, A. V. Ustinov and S. M. Anlage, "Superconducting RF Metamaterials Made With Magnetically Active Planar Spirals," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, no. 3, pp. 709-712, 2011.
- [107] A. P. Zhuravel, C. Kurter, A. V. Ustinov and S. M. Anlage, "Unconventional rf photoresponse from a superconducting spiral resonator," *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 134535, 2012.
- [108] C. Ong, L. Chen, J. Lu, C. Tan and B. Tan, "High-temperature superconducting bandpass spiral filter," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 9, no. 10, pp. 407-409, 1999.
- [109] F. Huang, "Ultra-compact superconducting narrow-band filters using single- and twin-spiral resonators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 51, no. 2, pp. 487-491, 2003.
- [110] G. Zhang, F. Huang and M. Lancaster, "Superconducting spiral filters with quasielliptic characteristic for radio astronomy," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 3, pp. 947-951, 2005.
- [111] L. Chen, C. Y. Tan, J. Lu, C. K. Ong and B. T. G. Tan, "High-temperature superconducting dual-spiral resonators and their application in filter miniaturization," *Superconductor Science and Technology*, vol. 13, no. 4, pp. 368-372, 2000.
- [112] P. Day, H. Leduc, B. Mazin, A. Vayonakis and J. Zmuidzinas, "A superconducting detector suitable for use in large arrays," *Nature*, vol. 425, pp. 817-821, 2003.
- [113] K. Hayashi, A. Saito, T. Sawada, Y. Ogawa, K. Nakajima, H. Yamada, S. Ariyoshi and S. Ohshima, "Microwave Characteristics of Microwave Kinetic Inductance Detectors Using Rewound Spiral Resonators Array," *Physics Procedia*, vol. 45, pp. 213-216, 2013.

- [114] P. Jung, A. V. Ustinov and S. M. Anlage, "Progress in superconducting metamaterials," *Supercond. Sci. Technol*, vol. 27, p. 073001, 2014.
- [115] C. Du, H. Chen and S. Li, "Stable and bistable SQUID metamaterials," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 20, no. 34, p. 345220, 2008.
- [116] C. Du, H. Chen and S. Li, "Quantum left-handed metamaterial from superconducting quantum-interference devices," *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 113105, 2006.
- [117] N. Lazarides and G. Tsironis, "Superconducting metamaterials," *Physics Reports*, vol. 752, pp. 1-67, 2018.
- [118] G. Binnig and H. Rohrer, "Scanning tunneling microscopy," *Helvetica Physica Acta*, vol. 55, no. 6, pp. 722-735, 1982.
- [119] H. Suderow, I. Guillamón, J. G. Rodrigo and S. Vieira, "Imaging superconducting vortex cores and lattices with a scanning tunneling microscope," *Superconductor Science and Technology*, vol. 27, p. 063001, 2014.
- [120] Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod and C. Renner, "Scanning tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 79, no. 1, pp. 353-419, 2007.
- [121] G. Binnig, C. F. Quate and C. Gerber, "Atomic Force Microscope," Phys. Rev. Lett., vol. 56, p. 930, 1086.
- [122] R. S. Gonnelli, "Atomic force microscopy in the surface characterization of semiconductors and superconductors," *Philosophical Magazine B*, vol. 80, no. 4, pp. 599-609, 2009.
- <sup>[123]</sup> M. R. Koblischka, M. Winter, A. Hu, M. Murakami and U. Hartmann, "Stripe and Criss-Cross Patterns in High-Tc Superconductors Revealed by Atomic Force

Microscopy and Scanning Tunnelling Microscopy," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 3S, p. 2259, 2006.

- [124] E. Ruska, "The development of the electron microscope and of electron microscopy," *Reviews of Modern Physics*, vol. 59, no. 3, pp. 627-638, 1987.
- [125] D. C. Joy. and J. B. Pawley, "High-resolution scanning electron microscopy," *Ultramicroscopy*, vol. 47, no. 1-3, pp. 80-100, 1992.
- <sup>[126]</sup> W. Zhou, R. Apkarian, W. Z. L. and D. Joy, "Fundamentals of Scanning Electron Microscopy (SEM)," in *Scanning Microscopy for Nanotechnology*, New York, NY, Springer, 2006, pp. 1-40.
- [127] S. K. Singh, D. Sharma, M. Husain, H. Kishan, R. Kumar and V. Awana, "Exploring the Superconductors with Scanning Electron Microscopy," in *Scanning Electron Microscopy*, 2012, pp. 517-536.
- [128] K. Harada, T. Matsuda, J. Bonevich, M. Igarashi, S. Kondo, G. Pozzi, U. Kawabe and A. Tonomura, "Real-time observation of vortex lattices in a superconductor by electron microscopy," *Nature*, vol. 360, pp. 51-53, 1992.
- [129] R. Gross, T. Doderer, R. Huebener, F. Kober, D. Koelle, C. Kruelle, J. Mannhart, B. Mayer, D. Quenter and A. Ustinov, "Low-temperature scanning electron microscopy studies of superconducting thin films and Josephson junctions," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 169, no. 1-4, pp. 415-421, 1991.
- [130] R. P. Huebener, "Applications of low-temperature scanning electron microscopy," *Reports on Progress in Physics*, vol. 47, no. 2, p. 175, 1984.
- <sup>[131]</sup> W. Alford, R. VanderNeut and V. Zaleckas, "Laser scanning microscopy," *Proceedings of the IEEE*, vol. 70, no. 6, pp. 641-651, 1982.
- [132] C. Sheppard, "The scanning optical microscope," in *IEEE/OSA CLEA Conf.*, Washington, DC, 1977.

- [133] C. Cremer and T. Cremer, "Considerations on a laser scanning," *Microsopica Acta*, vol. 81, no. 1, pp. 31-44, 1978.
- <sup>[134]</sup> R. H. Webb, "Confocal optical microscopy," Rep. Prog. Phys., vol. 59, p. 427, 1996.
- [135] C. J. R. Sheppard and D. M. Shotton, "Confocal Laser Scanning Microscopy," in *Royal Microscopy Society Handbooks*, Oxford, Bios Scientific Publishers, 1997, p. 106.
- [136] P. Török and L. Mule'Stagno, "Applications of scanning optical microscopy in materials science to detect bulk microdefects in semiconductors," *Journal of Microscopy*, vol. 188, no. 1, pp. 1-16, 1997.
- [137] K. Nikawa, T. Saiki, S. Inoue and M. Ohtsu, "Imaging of current paths and defects in Al and TiSi interconnects on very-large-scale integrated-circuit chips using nearfield optical-probe stimulation and resulting resistance change," *Appl. Phys. Lett*, vol. 74, no. 7, pp. 1048-1050, 1999.
- [138] E. Ramsay, D. T. Reid and K. Wilsher, "Three-dimensional imaging of a silicon flip chip using the two-photon optical-beam induced current effect," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, no. 1, pp. 7-9, 2002.
- [139] Q. Wen and D. R. Clarke, "Imaging spatial variations in resistance along electrical conductors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 15, p. 1920–1922, 1998.
- [140] D. P. Almond, P. Nokrach, E. W. R. Stokes, A. Porch, S. A. L. Foulds, F. Wellhöfer, J. R. Powell and J. S. Abell, "Modulated optical reflectance characterization of high temperature superconducting thin film microwave devices," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 12, p. 8628–8635, 2000.
- [141] U. Strom., J. C. Culbertson and S. A. Wolf, "Photoresistive Response of Superconducting Thin Films," in Science and Technology of Thin Film Superconductors 2, Springer US, 1990, p. 449–458.

- [142] J. C. Culbertson, U. Strom and S. A. Wolf, "The Response of Two-Dimensional Granular Superconducting Films to Light," *Materials Research Society symposia* proceedings. Materials Research Society, vol. 195, 1990.
- [143] H. S. Newman and J. C. Culbertson, "Measurement of the current-density distribution in high-temperature superconducting microstrip by means of kineticinductance photoresponse," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 6, no. 13, pp. 725-728, 1993.
- [144] J. C. Culbertson, H. S. Newman and C. Wilker, "Optical probe of microwave current distributions in high temperature superconducting transmission lines," *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 5, pp. 2768 - 2787, 1998.
- <sup>[145]</sup> R. Gross and D.Koelle, "Low temperature scanning electron microscopy of superconducting thin films and Josephson junctions," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 57, pp. 651-741, 1994.
- [146] J. Goldstein I., D. E. Newbury, P. Echlin, D. C. Joy, F. C. and L. E., "Electron-Beam-Specimen Interactions," in *Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis*, Boston, MA, Springer, 1981, p. 53–122.
- [147] J. Clem and R. Huebener, "Application of low-temperature scanning electron microscopy to superconductors," J. Appl. Phys., vol. 51, pp. 2764-2773, 1980.
- <sup>[148]</sup> N. Dieckmann, S. Friemel, A. Bock, U. Merkt, R. Gerber and R. Huebener, "Equivalence of LTSLM and LTSEM analyses: study of a YBa2Cu3O7 multi-layer device," *Physica C: Superconductivity*, vol. 292, no. 1-2, pp. 133-139, 1997.
- <sup>[149]</sup> A. Sivakov, A. Zhuravel, O. Turutanov, I. Dmitrenko, J. Hilgenkamp, G. Brons, J. Flokstra and H. Rogalla, "Laser scanning imaging and local characterization of superconducting properties in high-Tc thin film multiturn coil," *Physica C: Superconductivity*, vol. 232, no. 1-2, pp. 93-98, 1994.

- <sup>[150]</sup> A. G. Sivakov, A. P. Zhuravel, O. G. Turutanov and I. M. Dmitrenko, "Laser scanning visualization of evolution of vortex instability in current-carrying superconducting strips," *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 46, pp. 877-878, 1996.
- [151] C. S. Owen and D. J. Scalapino, "Superconducting State under the Influence of External Dynamic Pair Breaking," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, no. 24, pp. 1559-1561, 1972.
- [152] L. R. Testardi, "Destruction of Superconductivity by Laser Light," Phys. Rev. B, vol. 4, no. 7, pp. 2189-2196, 1971.
- [153] F. A. Hegmann and J. S. Preston, "Photoresponse of high Tc superconductor thin films," *Canadian Journal of Physics*, vol. 70, no. 10-11, pp. 1133-1137, 1992.
- [154] A. Frenkel, F. Gao, Y. Liu, J. F. Whitaker, C. Uher, S. Y. Hou and J. M. Phillips, "Conductivity peak, relaxation dynamics, and superconducting gap of YBa2Cu3O7 studied by terahertz and femtosecond optical spectroscopies," *Phys. Rev. B*, vol. 54, no. 2, pp. 1355-1365, 1996.
- [155] A. Gilabert, A. Hoffmann, M. G. Medici and I. K. Schuller, "Photodoping Effects in High Critical Temperature Superconducting Films and Josephson Junctions," *Journal of Superconductivity Incorporating Novel Magnetism*, vol. 13, no. 1, pp. 1-20, 2000.
- [156] A. Rothwarf and B. Taylor, "Measurament of Recombination Lifetimes in Superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, pp. 27-30, 1967.
- [157] V. Kabanov, J. Demsar and D. Mihailovic, "Kinetics of a Superconductor Excited with a Femtosecond Optical Pulse," *Phys. Rev. Lett*, vol. 95, pp. 147002 (1-4), 2005.
- <sup>[158]</sup> A. P. Zhuravel, S. M. Anlage, S. K. Remillard, A. V. Lukashenko and a. A. V. Ustinov4, "Effect of LaAlO3 twin-domain topology on local dc and microwave

properties of cuprate films," *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, vol. 108, no. 033920, 2010.

- [159] B. Grabow, B. Boone and R. Sova, "Model of the microwave response in granular Bi-Sr-Ca-Cu-O thin films," J. Appl. Phys., vol. 74, no. 11, p. 6985–6987, 1993.
- [160] A. Semenov, G. Gol'tsman and R. Sobolewski, "Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors," *Superconductor Science* and Technology, vol. 15, no. R1, 2002.
- [161] A. Frenkel, "Mechanism of nonequilibrium optical response of high-temperature superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 48, no. 9717, 1993.
- [162] P. Shadrin and Y. Divin, "Submicrometer electrical imaging of grain boundaries in high-Tc thin-film junctions by laser scanning microscopy," *Physica C: Superconductivity*, vol. 297, no. 1-2, pp. 69-74, 1998.
- <sup>[163]</sup> S. Zeuner, H. Lengfellner and W. Prettl, *Phys. Rev. B*, vol. 15, p. 11903, 1995.
- <sup>[164]</sup> S. Dilhaire, A. Salhi, S. Grauby and W. Claeys, "Laser Seebeck Effect Imaging (SEI) and Peltier Effect Imaging (PEI): complementary investigation methods.," *Microelectronics Reliability*, vol. 43, no. 9-11, pp. 1609-1613, 2003.
- [165] H. Lengfellner, S. Zeuner, W. Prettl and K. Renk, "Thermoelectric Effect in Normal-State YBa2Cu3O7-δ Films," *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 25, no. 5, p. 375, 2007.
- [166] D. Abraimovl, D. Feldmann, A. Polyanskii, A. Gurevich, G. Daniels, D. Larbalestier, A. Zhuravel and A. Ustinov, "Scanning laser imaging of dissipation in YBa2Cu3O7," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 13, p. 2568–2570, 2004.
- <sup>[167]</sup> A. P. Zhuravel, S. M. Anlage, S. Remillard and A. V. Ustinov, in *Sixth International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and*

Submillimeter Waves/Workshop on Terahertz Technologies, Kharkov, Ukraine, 2007.

- <sup>[168]</sup> A. P. Zhuravel, S. M. Anlage and A. V. Ustinov, "Imaging of Microscopic Sources of Resistive and Reactive Nonlinearities in Superconducting Microwave Devices," *IEEE TRANSACTIONS ONAPPLIEDSUPERCONDUCTIVITY*, vol. 17, no. 2, pp. 902-905, 2007.
- [169] A. P. Zhuravel, S. M. Anlage and A. V. Ustinov, "Measurement of Local Reactive and Resistive Photoresponse," *Appl. Phys. Lett.* 88, 212503 (2006), vol. 88, no. 212503, 2006.
- [170] S. C. Lee, M. Sullivan, G. R. Ruchti, S. M. Anlage, B. Palmer, B. Maiorov and E. Osquiguil, "Doping-dependent nonlinear Meissner effect and spontaneous currents in high-*Tc* superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 014507, 2005.
- [171] W. Skocpol, M. Beasley and M. Tinkham, "The electrical behavior of superconducting thin-film microbridges self-heating and superconducting quantum processes," *Rev. Phys. Appl.*, vol. 9, no. 1, pp. 19-23, 1974.
- <sup>[172]</sup> I. Kulik, *Fiz. Nizk. Temp.*, vol. 5, p. 1391, 1979.
- [173] B. Ivlev and N. Kopnin, "Theory of current states in narrow superconducting channels," Sov. Phys. Usp., vol. 27, p. 206, 1984.
- [174] M. Tinkham and J. Clarke, "Theory of Pair-Quasiparticle Potential Difference in Nonequilibrium Superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, p. 1366, 1972.
- [175] M. Tinkham, "Tunneling Generation, Relaxation, and Tunneling Detection of Hole-Electron Imbalance in Superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 6, p. 1747, 1972.
- [176] V. G. Volotskaya, I. M. Dmitrenko and A. G. Sivakov, Sov. J. Low Temp. Phys., vol. 10, p. 179, 1984.

- [177] V. G. Volotskaya, A. G. Sivakov and O. G. Turutanov, Sov. J. Low Temp. Phys., vol. 12, p. 529, 1986.
- [178] A. Sivakov, A. Zhuravel, O. Turutanov and I. Dmitrenko, "Spatially resolved characterization of superconducting films and cryoelectronic devices by means of low temperature scanning laser microscope," *Applied Surface Science*, vol. 106, pp. 390-395, 1996.
- [179] I. K. Yanson, L. F. Rybal'chenko, V. V. Fisun, N. L. Bobrov, M. A. Obolenskii, M. B. Kosmyna and V. P. Seminozhenko, *Sov. J. Low Temp. Phys.*, vol. 14, p. 639, 1988.
- <sup>[180]</sup> M. Dmitriev and V. E. Khristenko, JETP Letters, vol. 29, p. 758, 1979.
- <sup>[181]</sup> A. G. Sivakov, A. M. Glukhov, A. N. Omelyanchouk, Y. Koval, P. Müller and A. V. Ustinov, "Josephson Behavior of Phase-Slip Lines in Wide Superconducting Strips," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, no. 267001, 2003.
- [182] I. M. Dmitrienko, A. P. Zhuravel and A. G. Sivakov, *Fiz. Nizk. Temp.*, vol. 18, p. 962, 1992.
- <sup>[183]</sup> V. M. Dmitriev, I. V. Zolochevski and E. V. Khristenko, "Resistive states of superconducting channels is an alternating electromagnetic field," *Low Temp. Phys.*, vol. 27, pp. 165-184, 2001.
- [184] Y. G. Bevza, I. M. Dmitrenko, V. I. Karamushko and O. G. Turutanov, Sov. J. Low Temp. Phys., vol. 6, p. 351, 1980.
- <sup>[185]</sup> N. Bobrov, "Nonequilibrium Effects in Ballistic Point Contacts Ta-Cu and 2H-NbSe2-Cu: Two-Gap Superconductivity," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 214, pp. 399-426, 2024.

- <sup>[186]</sup> T. Kaiser, M. A. Hein, G. Müller and M. Perpeet, "Spatially resolved microwave field distribution in YBaCuO disk resonators visualized by laser scanning," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 23, p. 3447–3449, 1998.
- <sup>[187]</sup> A. P. Zhuravel, A. Ustinov, K. S. Harshavardhan, S. K. Remillard and S. M. Anlage, "Mat. Res. Soc. Symp. Proc. EXS-3," 2004.
- [188] A. Zhuravel, S. Remillard, S. M. Anlage and A. Ustinov, "MSMW'04 Symposium Proceedings," Kharkiv, Ukraine, 2004.
- <sup>[189]</sup> N. Maleeva, M. V. Fistul, A. Karpov, A. P. Zhuravel, A. Averkin, P. Jung and A. V. Ustinov, "Electrodynamics of a ring-shaped spiral resonator," *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 6, p. 064910, 2014.
- [190] A. Karpov, A. P. Zhuravel, A. S. Averkin, V. I. Chichkov and A. V. Ustinov, "Phase-sensitive imaging of microwave currents in superconductive circuits," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 114, no. 232601, 2019.
- <sup>[191]</sup> N. Maleeva, A. Averkin, N. Abramov, M. Fistul, A. Karpov, A. Zhuravel and A. Ustinov, "Electrodynamics of planar Archimedean spiral resonator," *J. Appl. Phys.*, vol. 118, no. 3, p. 033902, 2015.
- [192] C. Kurter, A. Zhuravel, A. Ustinov and S. Anlage, "Microscopic examination of hot spots giving rise to nonlinearity in superconducting resonators," *Phys. Rev. B*, vol. 84, no. 104515, 2011.
- [193] A. Averkin, A. Zhuravel, A. Karpov, S. Anlage and A. Ustinov, "7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics," in Ultracompact superconductive resonator with double-spiral structure, 2013.
- [194] A. Zhuravel, S. Anlage and A. Ustinov, "Proceedings of the Seventh International Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves IEEE," 2010.

- <sup>[195]</sup> Niobium Integrated Circuit Fabrication, Process #03-10-45, Design rules, Revision #25, Hypres Inc., 2012.
- [196] S. Yerin and N. Omelyanchouk, "Josephson currents in point contacts between dirty two-band superconductors," *Low Temp. Phys.*, vol. 36, no. 10, p. 969–973, 2010.
- <sup>[197]</sup> V. Tarenkov, A. Shapovalov, O. Boliasova, M. Belogolovskii and A. Kordyuk, "Two-band superconductivity in a Mo–Re alloy with an equal concentration of the components," *Low Temp. Phys.*, vol. 47, no. 2, pp. 101-105, 2021.
- <sup>[198]</sup> A. Kalenyuk, A. Kasatkin, S. Futimsky, A. Pokusinskiy, T. Prikhna, A. Shapovalov, V. Shaternik and S. Akhmadaliev, "Improvement of microwave characteristics for high-Tc superconductor (YBCO) films by ion irradiation treatment," *Superconductor Science and Technology*, vol. 36, no. 3, p. 035009, 2023.
- <sup>[199]</sup> F. Tafuri, Fundamentals and Frontiers of the Josephson Effect, Cham: Springer, 2019.
- [200] D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig, E. Dantsker and J. Clarke, "High-transitiontemperature superconducting quantum interference devices," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 71, no. 4, pp. 631-686, 1999.
- [201] I. Dmitrenko, G. Tsoi, V. Shnyrkov and V. Kartsovnik, "RF SQUID in the nonhysteretic regime with k<sup>2</sup>Ql>1," *J Low Temp. Phys.*, vol. 49, p. 417, 1982.
- <sup>[202]</sup> V. Shnyrkov, A. Shapovalov, V. Lyakhno, A. Dumik and A. Kalenyuk, "An RF SQUID readout for a flux qubit-based microwave single photon counter," *Superconductor Science Technology*, vol. 36, no. 3, p. 035005, 2023.
- <sup>[203]</sup> K. Likharev, Dynamics of Josephson Junctions and Circuits, Philadelphia, PA: Gordon and Breach Science Publishers, 1986.
- [204] L. Jackel and R. Buhrman, "Noise in the rf SQUID," J. Low Temp. Phys., vol. 19, p. 201, 1975.

[205] O. Turutanov, V. Lyakhno, M. Pivovar and V. Shnyrkov, "Controlled Stochastic Amplification of a Weak Signal in a Superconducting Quantum Interferometer," *Low Temp. Phys.*, vol. 45, no. 1, p. 60–66, 2019.

### ДОДАТОК А

### Список публікацій здобувача за темою дисертації

Наукові праці, в яких опубліковані основні результати дисертації:

- A. A. Leha, A. P. Zhuravel, A. Karpov, A. V. Lukashenko, A. V. Ustinov. "Phaseresolved visualization of radio-frequency standing waves in superconducting spiral resonator for metamaterial applications", *Low Temp. Phys.*, 2022. vol. 48, no. 2, pp. 104–112, 2022, Q3 DOI: 10.1063/10.0009288
- O. G. Turutanov, A. G. Sivakov, A. A. Leha, A. S. Pokhila, A. E. Kolinko and M. Grajcar, "Some aspects of the resistive-to-normal state transition caused by direct and microwave currents in superconducting thin films with phase slip lines", *Low Temp. Phys.*, vol. 50, no 4, pp. 289–298, 2024, Q3 DOI: 10.1063/10.0025294
- V. I. Shnyrkov, V. Yu. Lyakhno, O. A. Kalenyuk, D. G. Mindich, O. O. Leha, A. P. Shapovalov. "Control of the effective value of the critical current of the RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field", *Low Temp. Phys.*, vol. 50, no. 6, pp. 497–501, 2024, Q3

DOI: 10.1063/10.0026089

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

- A.A. Leha, A.P. Zhuravel, A. Karpov, A.V. Lukashenko, A.V. Ustinov, "Phase-Resolved Visualization of Radio Frequency Standing Waves in Superconducting Spiral Resonator for Metamaterial Applications", II International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021" (CM&LTP 2021), 6-12 June, 2021, Kharkiv, Ukraine, Abstracts, p. 227 (2021).
- A.A. Leha, A.P. Zhuravel, A. Karpov, A.V. Ustinov, "Phase Sensitive Imaging of Microwave Signal Propagation in Superconducting Metamaterials", 2021 IEEE 11<sup>th</sup>

International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021), 5-11 September, 2021, Odesa, Ukraine, Poster.

- A.A. Leha, A.P. Zhuravel, A.V. Ustinov, "Technological Limitations and Performances of Superconducting Metamaterial: Laser Scanning Microscopy Analysis", III International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2023" (CM&LTP 2023), 5-11 June, 2021, Kharkiv, Ukraine, Online, Abstracts, p.227 (2023).
- O.O. Leha, V.I. Shnyrkov, V.Yu. Lyakhno, O.G. Turutanov, "Control of the effective value of β<sub>L</sub> parameter in an RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field", IV International Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2024" (CM&LTP 2024), 3-7 June, 2024, Kharkiv, Ukraine, Online, Abstracts, p. 235 (2024).
- 8. V. Yu. Lyakhno, O. G. Turutanov, O. O. Leha, "Control of the effective value of  $\beta_L$  parameter in an RF SQUID by the high-frequency electromagnetic field for application in RF SQUID based metamaterials", XII International Conference "Nanotechnologies and Nanomaterials" (NANO-2024), 24-28 August, 2024, Uzhhorod, Ukraine, Abstracts.

### **ДОДАТОК Б**

### Відомості про апробацію результатів дисертації

• II International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2021" (CM&LTP 2021) (June 6-12). Kharkiv, Ukraine, 2021, доповідь.

• 2021 IEEE 11<sup>th</sup> International Conference "Nanomaterials: Applications & Properties" (NAP-2021) (September 5-11). Odesa, Ukraine, 2021, постер.

• III International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2023" (CM&LTP 2023), (June 5-11). Kharkiv, Ukraine, 2023, доповідь.

• IV International Advanced Study Conference "Condensed Matter & Low Temperature Physics 2024" (CM&LTP 2024) (June 3-7). Kharkiv, Ukraine, 2024, доповідь.

 XII International Conference "Nanotechnologies and Nanomaterials" (NANO-2024) (24-28 August). Uzhhorod, Ukraine, доповідь.