

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
імені В. Н. Каразіна**

На правах рукопису

**ДОБРОВОЛЬСЬКИЙ Олександр В'ячеславович**

УДК 538.945

**НЕЛІНІЙНА ДИНАМІКА ВИХОРИВ  
У НАДПРОВІДНИХ ПЛІВКАХ НІОБІЮ  
З АНІЗОТРОПНИМИ ПІНІНГ-НАНОСТРУКТУРАМИ**

01.04.22 — надпровідність

**ДИСЕРТАЦІЯ**

на здобуття наукового ступеня  
доктора фізико-математичних наук

Харків — 2016

## ЗМІСТ

<b>ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ І ПОЗНАЧЕНЬ</b>	<b>6</b>
<b>ВСТУП</b>	<b>9</b>
<b>РОЗДІЛ 1. СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ВИХОРІВ</b>	
<b>У НАДПРОВІДНИХ ПЛІВКАХ З ПІНІНГ-НАНОСТРУКТУРАМИ</b>	<b>21</b>
1.1 Стислий огляд історії дослідження динаміки вихорів . . . . .	21
1.1.1 Решітка Абрикосова і рівняння руху вихора . . . . .	21
1.1.2 Ранні експерименти з динаміки вихорів . . . . .	27
1.1.3 Системи з потенціалом пінінгу типу пральної дошки . . . . .	29
1.1.4 Віхи створення теоретичного опису динаміки вихорів . . . . .	33
1.2 Сучасні проблеми дослідження динаміки вихорів . . . . .	37
1.2.1 Вихрові ретчети і динаміка вихорів при змінному струмі . . . . .	37
1.2.2 Абрикосівська флуксоніка у наноструктурованих надпровідниках	41
1.2.3 Деякі особливості динаміки вихорів при високих частотах . . . . .	43
1.3 Проблеми дослідження, які розв’язуються у даній роботі . . . . .	44
<b>РОЗДІЛ 2. РЕТЧЕТ-ЕФЕКТ У СИМЕТРИЧНОМУ ПОТЕНЦІАЛІ ПІНІНГУ</b>	<b>48</b>
2.1 Формулювання і розв’язок задачі . . . . .	49
2.1.1 Термінологія і структура розділу . . . . .	49
2.1.2 Геометрія задачі і рівняння Ланжевена . . . . .	50
2.1.3 Вирази для величин, що спостерігаються . . . . .	50
2.2 Графічний аналіз результатів . . . . .	52
2.2.1 Напруженість постійного електричного поля . . . . .	53
2.2.2 Поглинання потужності змінного струму . . . . .	58
2.3 Граничні випадки високих і низьких частот . . . . .	63
2.3.1 Квазістатичний режим . . . . .	63
2.3.2 Високочастотний режим . . . . .	67
2.4 Обговорення результатів . . . . .	70
2.5 Висновки до розділу 2 . . . . .	72



<b>РОЗДІЛ 3. РЕТЧЕТ-ЕФЕКТ В АСИМЕТРИЧНОМУ ПОТЕНЦІАЛІ ПІНІНГУ</b>	<b>73</b>
3.1 Формулювання і розв’язок задачі . . . . .	73
3.1.1 Термінологія і структура розділу . . . . .	73
3.1.2 Геометрія задачі і рівняння Ланжевена . . . . .	74
3.1.3 Вирази для величин, що спостерігаються . . . . .	77
3.2 Графічний аналіз результатів . . . . .	79
3.2.1 Вольт-амперна характеристика . . . . .	80
3.2.2 Напруженість постійного електричного поля . . . . .	83
3.2.3 Поглинання потужності змінного струму . . . . .	87
3.3 Обговорення результатів . . . . .	90
3.3.1 Квазістатичний режим . . . . .	90
3.3.2 Довільний параметр асиметрії . . . . .	92
3.4 Висновки до розділу 3 . . . . .	94
<b>РОЗДІЛ 4. ЗАСТОСУВАННЯ ЕФЕКТІВ У ФЛУКСОННИХ ПРИЛАДАХ</b>	<b>95</b>
4.1 Випрямляч змінного струму . . . . .	95
4.1.1 Симетричний потенціал пінінгу . . . . .	95
4.1.2 Асиметричний потенціал пінінгу . . . . .	97
4.2 Перетворювач частоти змінного струму . . . . .	98
4.3 Стохастичний підсилювач слабких сигналів . . . . .	101
4.3.1 Інтуїтивний сценарій стохастичного резонансу . . . . .	101
4.3.2 Аналітичні результати для лінійного відгуку . . . . .	102
4.3.3 Точні результати для нелінійного відгуку . . . . .	103
4.4 Генератор імпульсів з регульованою тривалістю . . . . .	105
4.5 Вплив постійного струму на поглинання потужності . . . . .	109
4.5.1 Динаміка вихорів при слабкому височастотному струмі . . . . .	109
4.5.2 Вплив постійного струму на частоту депінінгу . . . . .	110
4.5.3 Визначення координатної залежності потенціалу пінінгу . . . . .	113
4.6 Висновки до розділу 4 . . . . .	115

<b>РОЗДІЛ 5. МЕТОДИ ВИГОТОВЛЕННЯ І ХАРАКТЕРИЗАЦІЇ ЗРАЗКІВ</b>	<b>117</b>
5.1	Виготовлення і структурні властивості плівок ніобію . . . . . 118
5.1.1	Обґрунтування вибору експериментальної системи . . . . . 118
5.1.2	Напилювання плівок методом магнетронного розпилення . . . 119
5.1.3	Оптимізація параметрів напилювання епітаксціальних плівок . . 123
5.1.4	Рентгеноструктурні дослідження плівок ніобію . . . . . 126
5.2	Створення і характеристика пінінг-наноструктур . . . . . 129
5.2.1	Скануючий електронний мікроскоп . . . . . 129
5.2.2	Енергодисперсійна рентгенівська спектроскопія . . . . . 131
5.2.3	Осадження кобальту під дією фокусованого пучка електронів . . 133
5.2.4	Фрезування канавок фокусованим пучком іонів . . . . . 135
5.2.5	Атомно-силова мікроскопія плівок і наноструктур . . . . . 137
5.3	Електричні транспортні вимірювання . . . . . 140
5.3.1	Фотолітографічне визначення геометрії вимірювань . . . . . 140
5.3.2	Резистивні вимірювання у мікроскопі під час фрезування . . . . 142
5.3.3	Низькотемпературні вимірювання електричного опору . . . . . 144
5.4	Висновки до розділу 5 . . . . . 148
<b>РОЗДІЛ 6. ДИНАМІКА ВИХОРИВ ПРИ ПОСТІЙНОМУ СТРУМІ У ПЛІВКАХ</b>	
<b>НІОБІЮ З НАНОКАНАВКАМИ</b>	<b>149</b>
6.1	Структурні і резистивні властивості зразків у нормальному стані . . . 150
6.1.1	Геометрія експерименту і мікроструктура зразків . . . . . 150
6.1.2	Резистивні криві охолодження і ефект Холла . . . . . 153
6.2	Транспортні властивості плівок у змішаному стані . . . . . 157
6.2.1	Надпровідний перехід і друге критичне поле . . . . . 157
6.2.2	Довжина когерентності і глибина проникнення . . . . . 158
6.2.3	Анізотропія критичного струму і поля збігу . . . . . 160
6.3	Аналіз інтенсивності пінінгу у різних частинах зразка . . . . . 163
6.3.1	Направлений рух вихорів з регульованою інтенсивністю . . . . . 163
6.3.2	Ареніусівський аналіз кривих $\rho(T)$ і механізми пінінгу . . . . . 165
6.4	Висновки до розділу 6 . . . . . 171

## РОЗДІЛ 7. ВПЛИВ ЗМІННОГО СТРУМУ НА РЕЗИСТИВНИЙ ВІДГУК ПЛІВОК

<b>НІОБІЮ З НАНОКАНАВКАМИ</b>	<b>172</b>
7.1 Вставка для вимірювань при постійному і змінному струмі . . . . .	173
7.1.1 Стисле порівняння вставки з системами, що існують . . . . .	173
7.1.2 Механічна побудова і високочастотні характеристики . . . . .	174
7.1.3 Узгодження імпедансу мікросмужки . . . . .	177
7.2 Електричні характеристики криогенної вставки . . . . .	178
7.2.1 Надпровідні властивості наноструктурованої мікросмужки . . .	178
7.2.2 Частотні залежності трансмісійних характеристик . . . . .	179
7.2.3 Температурні залежності трансмісійних характеристик . . . . .	181
7.3 Вплив змінного струму на резистивний відгук мікросмужок . . . . .	183
7.3.1 Вплив змінного струму на вольт-амперні характеристики . . . .	183
7.3.2 Вплив змінного струму на поглинання потужності вихорами . .	186
7.4 Висновки до розділу 7 . . . . .	188

## РОЗДІЛ 8. ВПЛИВ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ НА ПОГЛИНАННЯ ПОТУЖНОСТІ

<b>У ПЛІВКАХ НІОБІЮ З НАНОКАНАВКАМИ</b>	<b>189</b>
8.1 Геометрія експерименту і надпровідні властивості зразків . . . . .	190
8.2 Вплив магнітних полів збігу на поглинання потужності . . . . .	191
8.3 Зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму . . . . .	194
8.3.1 Фільтри низьких частот з регульованою частотою зрізу . . . . .	194
8.3.2 Частотні залежності поглинання потужності у мікросмужках . .	195
8.3.3 Залежності частоти депінінгу від $T$ , $H$ і товщини плівки . . . . .	197
8.4 Модуляція поглинання потужності змінним струмом . . . . .	198
8.4.1 Визначення робочих точок у ВАХах плівок . . . . .	198
8.4.2 Плівка з симетричними наноканавками . . . . .	200
8.4.3 Плівка з асиметричними наноканавками . . . . .	201
8.4.4 Синтез квантованих рівнів поглинання потужності . . . . .	203
8.5 Визначення координатної залежності потенціалу пінінгу . . . . .	205
8.6 Висновки до розділу 8 . . . . .	209

<b>РОЗДІЛ 9. ДИНАМІКА ВИХОРИВ І ЕФЕКТ БЛИЗЬКОСТІ</b>	
<b>У НАДПРОВІДНО-МАГНІТНИХ НАНОСТРУКТУРАХ</b>	<b>210</b>
9.1 Динаміка вихорів у плівках ніобію з наносмужками кобальту . . . . .	211
9.1.1 Анізотропія критичного струму і магнітні поля збігу . . . . .	213
9.1.2 Анізотропія повного магніторезистивного відгуку . . . . .	215
9.2 Ефект близькості у нанорозмірних гетероструктурах . . . . .	217
9.2.1 Мотивація і постановка експерименту . . . . .	217
9.2.2 Ефект близькості у кобальті, міді і FEBID-кобальті . . . . .	219
9.3 Структурні і магнітні властивості кобальтових наносмужок . . . . .	227
9.3.1 Виготовлення і структурна характеристика зразків . . . . .	228
9.3.2 Структурні, електричні і магнітні властивості наносмужок . . .	232
9.4 Висновки до розділу 9 . . . . .	237
<b>ВИСНОВКИ</b>	<b>238</b>
<b>ДОДАТОК А</b>	<b>241</b>
<b>ВДЯЧНОСТІ</b>	<b>245</b>
<b>ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ</b>	<b>247</b>

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ І ПОЗНАЧЕНЬ

<b>AFM</b>	Atomic force microscopy Атомно-силова мікроскопія
<b>EDX</b>	Energy-dispersive x-ray (spectroscopy) Енерго-дисперсійна рентгенівська (спектроскопія)
<b>FIB</b>	Focused ion beam (milling) (Фрезування) фокусованим пучком іонів
<b>FEBID</b>	Focused electron beam-induced deposition Осадження під дією фокусованого пучка електронів
<b>RHEED</b>	Reflection high-energy electron diffraction Дифракція швидких електронів
<b>SEM</b>	Scanning electron microscope Скануючий електронний мікроскоп
<b>XRD</b>	X-ray diffraction Дифракція рентгенівського випромінювання
<b>ВАХ</b>	Вольт-амперна характеристика
<b>ВТНП</b>	Високотемпературні надпровідники
<b>ППП</b>	Періодичний потенціал пінінгу
<i>a</i>	— період потенціалу пінінгу
<i>a<sub>Δ</sub></i>	— параметр трикутної вихрової решітки
<i>B</i>	— величина магнітної індукції
<i>b</i>	— половина ширини каналу пінінгу (наноканавки або наносмужки кобальту)
<i>c</i>	— швидкість світла
<i>d</i>	— товщина плівки
<i>e</i>	— параметр асиметрії потенціалу пінінгу
<i>E</i>	— величина напруженості електричного поля
<i>E<sup>a</sup></i>	— величина напруженості змінного електричного поля
<i>E<sup>d</sup></i>	— величина напруженості постійного електричного поля

$f$	—	частота змінного струму
$f_d$	—	частота депінінгу
$F_H$	—	сила Холла
$F_L$	—	сила Лоренца
$F_p$	—	сила пінінгу
$F_{th}$	—	термофлуктуаційна сила
$g$	—	безрозмірна обернена температура
$H$	—	величина магнітного поля
$H_{c2}$	—	величина верхнього критичного магнітного поля
$h$	—	глибина канавок наноструктури
$I$	—	величина струму
$j$	—	густина струму
$j^{ac}$	—	густина змінного струму
$j_d$	—	густина струму депінінгу
$j^{dc}$	—	густина постійного струму
$j_c^{GL}$	—	густина критичного струму розпарювання Гінзбурга-Ландау
$L$	—	довжина мікросмужки
$\mathcal{P}$	—	потужність, яка поглинається в одиниці об'єму зразка
$R$	—	електричний опір
$S_{21}$	—	абсолютне значення прямого трансмісійного коефіцієнта
$T$	—	температура
$t$	—	безрозмірна температура
$T_c$	—	температура переходу до надпровідного стану (критична температура)
$T_\omega$	—	період змінного струму з частотою $\omega$
$U$	—	енергія активації
$U_0$	—	глибина потенціалу пінінгу
$U_p(x)$	—	потенціал пінінгу
$v$	—	швидкість вихора
$V$	—	електрична напруга

$W$	—	ширина мікросмужки
$x, y, z$	—	координати
$x$	—	безрозмірна координата
$Z_0$	—	імпеданс трансмісійної лінії
$Z_1$	—	нелінійний імпеданс
$Z_{1lin}$	—	лінійний імпеданс
$Z_k$	—	трансформаційний коефіцієнт на частоті $k\omega$
$\alpha$	—	кут між струмом і каналами потенціалу пінінгу
$\alpha_H$	—	константа Холла
$\eta$	—	вихрова в'язкість
$\epsilon_e$	—	ефективна діелектрична константа
$\epsilon_r$	—	відносна проникність матеріалу підкладки
$\lambda$	—	глибина проникнення магнітного поля
$\Phi_0$	—	квант магнітного потоку
$\rho$	—	питомий електричний опір
$\rho_f$	—	питомий опір вільної течії магнітного потоку
$\rho_n$	—	питомий опір зразка у нормальному стані
$\rho_1$	—	резистивність
$\zeta_1$	—	реактивність
$v$	—	ефективна рухомість вихорів
$\xi$	—	надпровідна довжина когерентності
$\xi^a$	—	безрозмірна густина змінного струму
$\xi^d$	—	безрозмірна густина постійного струму
$\hat{\tau}$	—	час релаксації вихора
$\theta_D$	—	температура Дебая
$\omega$	—	кутова частота
$\Omega$	—	безрозмірна кутова частота

У межах окремих розділів можуть застосовуватися локальні позначення, які не вішли до цього переліку, оскільки вживаються рідко і пояснюються при згадуванні.

## ВСТУП

**Актуальність теми.** До функціонування та ефективності електронних приладів висуваються жорсткі вимоги. Серед найважливіших з них — мініатюрність інтегральних схем у поєднанні з їх високими тактовими частотами поруч зі зменшенням втрат енергії та підвищенням добротності резонаторів тощо. У цьому аспекті тонкі надпровідні плівки являють собою перспективну матеріальну базу для квантового обчислення (квантових комп'ютерів) [1] та досліджування, зокрема, взаємодії світла з матерією [2] та фундаментальних принципів квантової механіки в електричних схемах [3]. Водночас, головна проблема міститься в тому, що надпровідні плівки у магнітному полі виявляють не нульові, а помітні втрати енергії, що помічається через з'яву небажаних електричних напруг [4] і поглинання потужності високочастотних струмів [5]. Причиною цього є абрикосівські вихори, у формі яких магнітне поле проникає у переважну кількість усіх технологічно важливих надпровідних матеріалів, які є надпровідниками другого роду. Саме тому, що рух вихорів під дією сили Лоренца з боку транспортного току призводить до втрат енергії і, таким чином, вимагає ретельного екранування надпровідних електричних схем від магнітних полів (у тому числі від таких слабких полів, як магнітне поле Землі), стає зрозумілим, що контролювання і прогнозоване обмеження руху вихорів через їх пришпилення до окремих центрів пінінгу або, що є більш ефективним, до періодичних пінінг-структур у надпровідниках є актуальною проблемою фізики вихрового стану матерії [6]. Вирішення цієї проблеми має велике значення як для безпосереднього використання надпровідників у приладах, так і для розуміння фундаментальних феноменів, притаманних нелінійній динаміці вихорів у надпровідниках другого роду.

Іншою актуальною задачею у фізиці вихрового стану постає необхідність теоретичного опису динаміки вихорів у надпровідниках зі штучними пінінг-структурами [7]. Адже періодичність потенціалу пінінгу, що створюється такими структурами, призводить до двох важливих наслідків. Так, за умов геометричного збігу положень вихорів з періодично розташованими центрами пінінгу, що може бути досягнуто підлаштуванням величини магнітного поля завдяки його співвідношенню



зі сталою вихрової решітки, дисипація у системі набуває мінімальних значень. Для фундаментальної конфігурації, коли кожному центру пінінгу припадає лише один вихор або кожен ряд вихорів є пришпилений до лінійно-протяжного центру пінінгу (стрічки або канавки), міжвихорова взаємодія ефективно зникає [8], тобто весь ансамбль вихорів поводить себе як макро-вихор. Саме це значно спрощує теоретичний опис динаміки вихорів у такому випадку, адже резистивні властивості зразка можуть бути обчислені у наближенні поодинокого вихора [6]. До того ж, на сьогодні існує велика кількість робіт, де експериментально досліджуються резистивні властивості плівок з періодичними пінінг-структурами [9]. Проте, завдяки складності двовимірного потенціалу пінінгу, що створюється такими структурами, постає неможливим аналітичний опис напруг і поглинання потужності, які спостерігаються експериментально, як функцій вхідних параметрів системи (величини постійного струму, амплітуди і частоти змінного струму) та термодинамічних величин (температури і магнітного поля). Водночас, аналітичний опис двовимірної динаміки вихорів виявляється можливим для особливого типу потенціалу пінінгу, який має ландшафт пральної дошки. Такий потенціал є періодичним вздовж однієї координати і водночас сталим вздовж другої координати. Це дозволяє в одній і тій самій системі досліджувати як граничні випадки максимального і майже відсутнього пінінгу, коли вихори змушені долати бар'єри каналів потенціалу або рухатися вздовж цих каналів відповідно, так і проміжні режими для довільних кутів їх руху відносно каналів потенціалу. Слід зазначити, що до останнього часу не існувало експериментів з динаміки вихорів у надпровідних плівках з ландшафтами пінінгу типу пральної дошки при наявності постійного і змінного струмів. Водночас, саме такі структури дозволяють аналізувати нелінійну динаміку вихорів у найпростішій ситуації та з успіхом застосовуватися у новітніх флюксонних приладах, принцип дії яких запропоновано теоретично та експериментально досліджено у даній роботі. Нарешті, актуальність створення теоретичного опису динаміки вихорів у надпровідниках з періодичним потенціалом пінінгу обумовлена ще й тим фактом, що аналогічне рівняння Ланжевена застосовуються у багатьох інших сферах науки і техніки, таких як

фізика конденсованого стану матерії, хімічна фізика і радіотехніка [10]. Зокрема, йдеться про динаміку спінових хвиль [11] та хвиль густини електричного заряду [12], динаміку намагнічення [13] та доменних границь [14], а також динаміку скірмайонів [15]. Подальші системи включають джозефсонівські переходи [16], суперіонні провідники [17], лазерні гіроскопи [18], кола синхронізації фази у радіотехніці [19] та, нарешті, дифузю колоїдних частинок у періодичних структурах [20]. Така різноманітність систем свідчить про надзвичайну міждисциплінарність теоретичного підходу, який застосовується у дисертаційній роботі, а експериментальне спостереження ряду ефектів у динаміці абрикосівських вихорів у надпровідниках з періодичними пінінг-наноструктурами, у свою чергу, може наштовхнути на спостереження нових ефектів у згаданих щойно системах.

Ще одна проблема надпровідного матеріалознавства міститься у вдосконаленні технологій обробки зразків для створення в них періодичних пінінг-структур та з'ясуванні їх впливу на електричні властивості матеріалу у ненадпровідному стані. Так, на сьогодні добре відомі методи фото- та електронно-променевої літографії. Застосування літографічних методів вимагає наявності масок та їх змінювань кожного разу при необхідності модифікування пінінг-структур. Водночас, бурхливий розвиток нанотехнологій протягом останніх років призвів до того, що все більш притягає увагу безмаскова обробка поверхонь плівок фокусованими пучками частинок (іонів або електронів) [21], які й застосовувалися у даній роботі. На відміну від фото-літографічних методів, фрезування або декорування поверхні плівок за допомогою фокусованих пучків частинок не потребує нанесення лаку та підготовки маски, виконується у скануючому електронному мікроскопі з візуальним контролем зразка, відзначається значно більшою роздільною здатністю та дозволяє створювати навіть тривимірні пінінг-структури згідно з визначеним комп'ютерним файлом, що може бути легко відредаговано. Це, зокрема, означає, що можна з наміром закласти асиметрію у профіль наноструктур, тобто реалізувати асиметричні потенціали пінінгу (ретчети), які привертають дуже багато уваги протягом останніх років. На відміну від попередніх робіт [22], при цьому потенціал може мати ландшафт типу пральної

дошки, тобто резистивний відгук і поглинання потужності у плівці з таким пінінг-ландшафтом підлягає *аналітичному* опису. Додаткова обставина, що обґрунтовує застосування саме цієї методики виготовлення пінінг-структур полягає в їх типових розмірах, а саме: для надпровідних плівок ніобію, які досліджуються у даній роботі, просторові розміри кору вихора при половині критичної температури сягають близько 50 нм. З урахуванням того, що найбільш ефективно вихор може бути за-пінінгованим до структур, латеральні розміри яких близькі за масштабом до його діаметру, методи обробки поверхонь плівок фокусованими пучками іонів та електронів являють собою унікальні технології, які дозволяють створювати, зокрема, асиметричні пінінг-структури типу пральної дошки. Разом з тим, згадана попереду проблема полягає в тому, що при обробці тонких плівок фокусованим пучком іонів (галію) з енергією  $\sim 10$  KeV, ще один процес має місце поруч з фрезуванням ніобію, а саме: певна кількість іонів галію зупиняється у тонкому поверхневому шарі плівки  $\sim 10$  нм і таким чином локально змінює її елементний склад, що призводить до змін електричного опору зразка також у нормальному стані. Оскільки до останнього часу не було магніторезистивних експериментів з пінінг-структурами, виготовлених з застосуванням фокусованими пучків частинок, то вплив самого виготовлення наноструктур на резистивні властивості плівок залишався нез'ясованим. Тому висвітлювання цього аспекту у даній роботі являє собою актуальне питання як з боку надпровідного матеріалознавства, так і з боку подальшого розвитку нанотехнологій.

Таким чином, актуальність дисертаційної роботи обумовлена як фундаментальним інтересом експериментального і теоретичного дослідження нелінійної динаміки вихорів у надпровідних плівках з періодичними пінінг-наноструктурами, так і перспективами їх застосування як елементів обчислювальних та високочастотних надпровідних приладів з високими струмонесучими параметрами і швидкодією.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертацію виконано на кафедрі фізики низьких температур фізичного факультету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Дисертаційна робота виконувалась у рамках державних програм фундаментальних досліджень України "Дисипативний транспорт і впорядкування вихрової матерії у надпровідниках в умовах

сильного сталого і змінного струмів”, номер державної реєстрації 0109U001441, термін виконання 2009–2011 рр., “Транспортні властивості сильно корельованих анізотропних систем”, номер державної реєстрації 0111U010546, термін виконання 2012–2014 рр. і “Фазові перетворення, явища переносу і електромагнітні процеси в гетерогенних конденсованих середовищах”, номер державної реєстрації 0111U009545, термін виконання 2011–2015 рр.

**Мета і задачі дослідження.** Метою дисертаційної роботи є встановлення закономірностей у динаміці вихорів під дією постійного і змінного струмів у надпровідних плівках ніобію з періодичними пінінг-наноструктурами типу пральної дошки. Для досягнення поставленої мети були сформульовані наступні завдання:

*Теоретично*

- проаналізувати резистивні відгуки і поглинання потужності у надпровідних плівках з симетричним та асиметричним потенціалом пінінгу типу пральної дошки як функції величини постійного струму, амплітуди і частоти змінного струму та температури;
- визначити можливі застосування передбачених ефектів у надпровідних приладах, зокрема перетворювачах частоти, фільтрах, генераторах імпульсів, модуляторах і підсилювачах.
- створити зразки, які відповідають модельній системі, що вивчено теоретично, та дослідити їх структурні і надпровідні властивості;
- провести вимірювання магніторезистивного відгуку у плівках з симетричними пінінг-наноструктурами з ландшафтом пральної дошки;
- побудувати устаткування для вимірювання електричної напруги і поглинання потужності при протіканні через зразок постійного і високочастотного струмів;
- провести вимірювання електричної напруги і поглинання потужності у плівках з симетричними та асиметричними пінінг-структурами типу пральної дошки;
- з'ясувати вплив амплітуди і частоти високочастотного струму на струм депінінгу та вплив постійного струму на поглинання потужності і на частоту депінінгу у плівках з симетричними та асиметричними пінінг-структурами типу пральної дошки.

Об'єктом дослідження є ансамбль абрикосівських вихорів, динамікою якого визначаються резистивний відгук і поглинання потужності високочастотного струму. Анізотропна нелінійна двовимірною динаміка вихрового ансамблю у тонких плівках ніобію з періодичними пінінг-наноструктурами являє собою предмет дослідження даної дисертації.

**Методи дослідження.** Теоретична частина дослідження та обробка експериментальних даних виконувалися дисертантом на кафедрі фізики низьких температур фізичного факультету ХНУ імені В. Н. Каразіна. Зокрема, теоретичний опис нелінійної динаміки вихорів у надпровідних плівках з періодичним потенціалом пінінгу проводився на основі рівняння Ланжевена, що розглядалося у наближенні поодинокого вихора. Асиметричний і симетричний потенціали пінінгу моделювалися гармонічними функціями. Рівняння Ланжевена розв'язували методом матричних ланцюгових дробів. Граничні випадки низьких і високих частот змінного струму розглядалися також окремо при нульовій температурі у термінах елементарних функцій і функцій Бесселя відповідно. Числове моделювання резистивних відгуків і поглинання потужності проводилося за допомогою власноруч написаного коду у системі комп'ютерної алгебри Maple.

Експериментальна частина роботи виконувалася автором під час його наукового стажування у Й. В. Гете-університеті м. Франкфурт-на-Майні, ФРН. Епітаксціальні плівки ніобію напилювалися за методом магнетронного розпилення. Чотирьохконтактні містки та мікросмужкові лінії для електричних вимірювань формувалися фотолітографією у поєднанні з видаленням залишків ніобію бомбардуванням іонами галію. Епітаксію плівок виявляли за методом дифракції швидких електронів (RHEED). Кристалічну структуру плівок досліджували за методом дифракції рентгенівського випромінювання (XRD). Морфологію плівок і наноструктур інспектували в атомно-силовому мікроскопі (AFM). Наноструктури виготовляли у скануючому електронному мікроскопі (SEM) фрезуванням поверхні плівки фокусованим пучком іонів (FIB) або осадженням на неї кобальту з органо-металічного прекурсорю  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$  під дією фокусованого пучка електронів (FEBID). Локальний елементний

склад плівок визначали за методом енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії (EDX). Вимірювання електричного опору на постійному струмі проводили переважно за звичайним чотирьохзондовим методом у режимі заданого струму. Окремі експерименти проводили у восьмиконтактній геометрії, яка дозволяла одночасно прикладати до зразка компоненти струму у двох перпендикулярних напрямках, так що вектор повного струму міг обертатися. Вимірювання поглинання потужності на високих частотах проводили за нерезонансним методом широкосмугової спектроскопії векторним аналізатором електричних схем. Усі низькотемпературні вимірювання відбувалися у кріостаті та керувалися за допомогою комп'ютера, на якому також зберігали масиви здобутих даних для їх подальшої обробки.

Достовірність отриманих результатів і висновків, сформульованих в дисертації, забезпечена застосуванням добре апробованих методів вимірювань, урахуванням похибок вимірювань, а також підтвердженням окремих експериментальних спостережень іншими авторами і виконанням граничних переходів до раніше відомих результатів у теоретичній частині роботи.

**Наукова новизна отриманих результатів.** В дисертації отримано низку принципово нових, науково обґрунтованих результатів щодо впливу пінінг-наноструктур з ландшафтом типу пральної дошки на резистивний відгук і поглинання потужності високочастотного струму у надпровідних плівках ніобію. Наукова новизна отриманих результатів полягає у такому:

1. Виявлено, що асиметрія потенціалу пінінгу, яку привносить постійний струм, призводить до ретчет-ефекту. Встановлено, що конкуренція внутрішньої і привнесеної струмом асиметрії потенціалу пінінгу призводить до інверсії ретчет-ефекту.
2. Виявлено можливі застосування передбачених теоретично ефектів у надпровідних приладах, зокрема генераторі імпульсів, фільтрі, перетворювачі частоти і стохастичному підсилювачі. Встановлено вимоги до їх робочих параметрів.
3. Виявлено оптимальні умови напилювання епітаксціальних плівок Nb (110) на підкладки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $1\bar{1}\bar{2}0$ ) за методом магнетронного розпилення: температура підкладки  $850^\circ\text{C}$ , тиск аргону  $4 \times 10^{-3}$  мбар, швидкість напилювання 0.5 нм/с. Встановлено "чистий" надпровідний режим у таких плівках з товщинами близько 50 нм.

4. Встановлено придатність безмаскових нанотехнологій, а саме фрезування поверхні плівки фокусованим пучком іонів та осадження кобальту з метало-органічного прекурсорю  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$  під дією фокусованого пучка електронів, до створення симетричних та асиметричних пінінг-наноструктур з формою пральної дошки.
5. З'ясовано вплив іонів галію на структурні і резистивні властивості плівок ніобію з наноканавками. Виявлено гайдінг вихорів з регульованою інтенсивністю та серію полів збігу. Встановлено інтенсивність пінінгу у різних частинах зразка, і виявлено її кореляцію зі структурними властивостями плівок.
6. Створено устаткування для комбінованих вимірювань електричної напруги і поглинання потужності високочастотного струму у тонких плівках при низьких температурах за нерезонансним методом широкосмугової спектроскопії. Встановлено залежність постійного струму депінінгу від амплітуди і частоти високочастотного струму.
7. Виявлено особливості у поглинанні потужності у плівках ніобію з симетричними та асиметричними наноканавками. Встановлено залежність частоти депінінгу від величини постійного струму та створено високочастотний фільтр, який можна переналаштовувати зміною як величини, так і полярності постійного струму.
8. Виявлено, що з даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму можна визначити координатну залежність потенціалу пінінгу. Це являє собою фізичну основу для нового методу неруйнівної характеристикації пінінгу у надпровідниках. Створено флюксонний метаматеріал з квантованими рівнями поглинання потужності.
9. Виявлено ряд ефектів, що пов'язані з впорядкуванням і гайдінгом вихорів, зокрема, анізотропію магніторезистивного відгуку, серію магнітних полів збігу і анізотропію критичного струму у плівках ніобію, декорованих наносмужками кобальту. Виявлено надпровідний ефект близькості у нанорозмірних кобальтових структурах, і розроблено технологію модифікації їх локальних структурних і магнітних властивостей.

**Практичне значення отриманих результатів** полягає у наступному. Теоретичні результати дисертації дозволяють провести кількісний опис ефектів, що спостерігаються експериментально у надпровідниках з періодичним потенціалом пінінгу. Контрольовані пінінг і гайдінг вихорів, ретчет-ефект і його інверсія являють собою основні механізми керування динамікою вихорів у надпровідних флуксонних приладах, а саме: високочастотних фільтрах, генераторах імпульсів, перетворювачах частоти і стохастичних підсилювачах. Запропонований метод визначення координатної залежності потенціалу пінінгу з даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму є важливим для неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках. Технології створення пінінг-наноструктур у плівках за допомогою фокусованих пучків іонів та електронів являють собою нові безмаскові методи виготовлення наноструктурованих надпровідників. У ході виконання дисертації було створено високочастотні фільтри, які можна переналаштовувати зміною як величини постійного струму, так і його полярності.

**Особистий внесок здобувача.** Автор брав безпосередню участь на всіх етапах проведеної роботи, а саме: при формулюванні експериментальних завдань, виготовленні і характеристиці плівок і наноструктур, проведенні вимірювань, розробці та виготовленні високочастотної криогенної вставки, аналізі експериментальних даних, а також числовому моделюванні експериментальних залежностей на основі розв'язку рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів. При написанні наукових статей і підготовці тез доповідей і презентацій на конференціях вклад дисертанта грав вирішальну роль. Здобувачем сформульовані та обґрунтовані висновки і положення за розділами, підсумкові висновки і узагальнення.

Результати досліджень, що викладаються у дисертаційній роботі, оприлюднені в експериментальних [23–25, 27, 28, 32, 34, 37, 38, 42–48] і теоретичних [26, 29–31, 33, 35, 36, 39–41, 49] роботах. Конкретний внесок дисертанта у ці роботи полягає у наступному. У статтях [23, 25] дисертант провів електричні вимірювання магніторезистивного відгуку у плівках ніобію, декорованих наносмужками кобальту, та виявив анізотропію струму депінінгу [23] і серію полів збігу [25]. У роботі [24]



автор виявив оптимальні геометрії наноструктур і параметри фокусованих пучків іонів та електронів у скануючому електронному мікроскопі. У статті [28] здобувачем проведено систематичне дослідження впливу параметрів розпилення на кристалічну структуру і резистивні властивості епітаксціальних плівок ніобію. У роботах [27, 32, 34] здобувач дослідив резистивні властивості плівок ніобію з фрезованими наноканавками. У роботі [27] дисертант виявив різницю у критичних струмах для руху вихорів проти розлогих і крутих схилів наноканавок, тобто головну рису асиметричного потенціалу пінінгу. У роботах [32, 34] автором було проведено комплексне дослідження впливу наноструктур на резистивні властивості плівок у нормальному і надпровідному стані, виявлено поля збігу, анізотропію струму депінінгу, досліджено ефект направленого руху вихорів у симетричному потенціалі пінінгу типу пральної дошки та з'ясовано механізми пінінгу, що керують динамікою вихорів у такій системі. У роботі [42] дисертант побудував криогенну вставку для високочастотних вимірювань і з'ясував її характеристики. У роботах [37, 38, 44, 45] дисертант провів аналіз експериментальних даних і писав тексти наукових статей. Вплив постійного і квазістатичного струму на поглинання потужності у режимі високих частот досліджувався здобувачем у роботах [46, 47], де було спостережено зменшення частоти депінінгу [46] і модуляцію поглинання потужності [47]. У теоретичних роботах [26, 29–31, 33, 35, 36, 39–41, 49] дисертантом здійснено комп'ютерне моделювання резистивних відгуків за допомогою власноруч написаного коду у системі комп'ютерної алгебри Maple та проведено фізичний аналіз передбачених залежностей як функцій температури і вхідних параметрів експерименту. Таким чином, особистий внесок автора дисертації у виконанні поставлених завдань є визначальним.

**Апробація результатів дисертації.** Результати дисертаційної роботи доповідалися на наступних міжнародних конференціях та симпозіумах:

- 2nd Internat. Conf. Supercond. Magnet. “ICSM 2010”, 25–30 April 2010, Antalya, Turkey
- “Cryoconference 2010”, 9–16 Sept., 2010, Kosice, Slovakia
- Internat. Conf. on Nanoscale Magnet. “ICNM 2010”, 28 Sept. – 2 Oct., 2010, Istanbul, Turkey
- Appl. Phys. Mater. Science Congress “APMAS 2011”, 12–15 May, 2011, Antalya, Turkey

- 7th Internat. Conf. on Vortex Matter Nanostruct. Supercond. “VORTEX VII”, 10–17 Sept. 2011, Rhodes, Greece
- 10 Europ. Conf. Appl. Supercond. “SCC 2011”, 19–23 Sept., 2011, Den Haag, Netherlands
- 25th Internat. Symposium on Superconductivity “ISS 25”, 3–5 Dec. 2012, Tokyo, Japan
- DPG Spring Meeting, 10–15 March 2013, Regensburg, Germany
- 4th Internat. Conf. for Young Scient. “LTP-2013”, 3–7 June 2013, Kharkiv, Ukraine
- 11th Europ. Conf. Appl. Supercond. “EUCAS 2013”, 15–19 Sept. 2013, Genova, Italy
- 8th Internat. Conf. Vortex Matter Nanostruct. Supercond. “VORTEX VIII”, 21–26 Sept. 2013, Rhodes, Greece
- Internat. Conf. Electron Correl. Nanostruct. “ECN 2013”, 3–6 Oct. 2013, Yalta, Ukraine
- 4th Internat. Conf. on Superconductivity and Magnetism “ICSM 2014”, 27 April – 2 May 2014, Antalya, Turkey
- Internat. Workshop on Advances in Nanostructured Superconductors “ANS 2014”, 4–7 May 2014, Miraflores de la Sierra, Spain
- 5th Intern. Conf. Young Scient. “LTP-2014”, 2–6 June 2014, Kharkiv, Ukraine
- 5th Workshop on Focused Electron Beam Induced Processing “FEBIP 2014”, 22–24 July 2014, Frankfurt/M, Germany
- Internat. Workshop “VORTEX 2015”, 10–15 May 2015, El Escorial, Spain
- 12th Europ. Conf. on Applied Superconductivity “EUCAS 2015”, 6–10 Sept. 2015
- 9th Internat. Conf. on Vortex Matter Nanostruct. Supercond. “VORTEX IX”, 12–17 Sept. 2015, Rhodes, Greece.

**Публікації.** Результати дисертації оприлюднені у 50 публікаціях: 25 статтях у провідних фахових міжнародних періодичних виданнях [23–48] (з них [43] і [48] без співавторів), 1 колективній монографії [29], 1 навчальному посібнику для студентів фізичних спеціальностей (з грифом МОН України) [49] і 23 тезах у збірниках доповідей міжнародних наукових конференцій [50–72].

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається з вступу, огляду літератури, восьми розділів оригінальних досліджень, висновків, додатку і списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи складає 288 сторінок, з них 246 сторінок основного тексту. Дисертація містить 101 рисунок і 7 таблиць, що не займають окремих сторінок, і список використаних джерел з 451 найменувань на 42 сторінках.

*Перший розділ* присвячено огляду літератури. В ньому обговорюються найбільш важливі роботи інших авторів, які близько пов'язані з питаннями, що розглядаються у дисертації. Розділ 1 закінчується переліком основних завдань дослідження, які виконуються у дисертації і дозволяють підняти на якісно вищий рівень розуміння динаміки вихорів в анізотропних пінінг-наноструктурах у присутності комбінації постійного і змінного струмів. У *другому розділі* викладено результати експериментальних досліджень щодо виявлення оптимальних параметрів виготовлення епітаксialьних плівок ніобію з слабким власним пінінгом і штучних наноструктур, які утворюють сильний анізотропний пінінг типу пральної дошки. Теоретичний опис динаміки вихорів у надпровідниках з симетричним та асиметричним потенціалом пінінгу викладається у *третьому і четвертому розділах* відповідно. У *п'ятому розділі* проаналізовано теоретично низку флюксонних приладів, а саме: фільтр високих частот, генератор імпульсів, перетворювач частоти, та стохастичний підсилювач. Проаналізовано можливість визначення координатної залежності потенціалу пінінгу з даних про поглинання потужності у присутності постійного струму. У *шостому розділі* викладаються результати резистивних вимірювань при постійному струмі для надпровідних плівок ніобію з фрезованими наноканавками. У *сьомому розділі* представлено кріогенну вставку, яку було побудовано автором для вимірювань поглинання потужності високочастотного струму у присутності постійного струму. Розглядаються результати вимірювань вольт-амперних характеристик наноструктурованих плівок ніобію у присутності високочастотного збудження. У *восьмому розділі* доповідається про вплив постійного струму на поглинання потужності і частоту депінінгу у плівках з симетричним та асиметричними потенціалами пінінгу і визначаються їх координатні залежності. Представлено флюксонний матеріал з квантованими рівнями поглинання потужностями. Експериментальні результати щодо динаміки вихорів під дією постійного струму у надпровідних плівках ніобію, декорованих магнітними нанострічками кобальту, обговорюються у *дев'ятому розділі*. Розглядається також надпровідний ефект близькості далекої дії у полікристалічних кобальтових нанодротах і технологія модифікації структурних і магнітних властивостей кобальтових наносмужок.

## РОЗДІЛ 1

### СУЧАСНІ ПРОБЛЕМИ ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ВИХОРИВ У НАДПРОВІДНИХ ПЛІВКАХ З ПІНІНГ-НАНОСТРУКТУРАМИ

#### 1.1. Стислий огляд історії дослідження динаміки вихорів

##### 1.1.1. Решітка Абрикосова і рівняння руху вихора

Явище надпровідності, яке вперше було спостережено Камерлінг-Оннесом Х. у 2011 році при вимірюванні опору ртуті [73–75], належить до одного з фундаментальних і найцікавіших феноменів у фізиці конденсованого стану. Майже всі технологічно важливі надпровідники є надпровідниками другого роду: окрім Мейснеровської фази [76], яка реалізується для надпровідників обох родів і пов'язана з виштовхуванням магнітного поля з середини надпровідника, у надпровідниках другого роду спостерігається також фаза, коли магнітне поле проникає у матеріал. Надпровідність другого роду було відкрито експериментально Шубніковим Л. В. з співпрацівниками у Харкові [77–79] у монокристалічних, монофазних стопах. Теоретичне пояснення цього феномену було надано Абрикосовим О. О. [80] на основі теорії Гінзбурга В. Л. і Ландау Л. Д. [81]. Згідно з результатами роботи [80], магнітне поле  $H$ , значення якого знаходиться між першим (нижнім)  $H_{c1}$  і другим (верхнім)  $H_{c2}$  критичним полем, проникає у надпровідники другого роду у формі квантованих ліній магнітного потоку — так званих вихорів або флуксонів. Відповідно, при полях  $H_{c1}(T) < H < H_{c2}(T)$  реалізується змішаний стан, який також називають фазою Шубнікова. Фазову діаграму надпровідника другого роду на площині температура ( $T$ ) – магнітне поле ( $H$ ) зображено на рис. 1.1(а). При підвищенні температури до критичної температури  $T_c$  відбувається перехід до ненадпровідного (нормального) стану.

Кожен вихор містить один квант магнітного потоку,  $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Тм}^2$ , і відштовхувальна взаємодія між вихорами призводить до їх упорядкування у трикутну решітку з параметром  $a_{\Delta} = (2\Phi_0/H\sqrt{3})^{1/2}$ , де  $H = |H|$ . При теоретичному розгляді до вихора часто застосовують модель жорсткого кору [6], у якій кор є нормальним

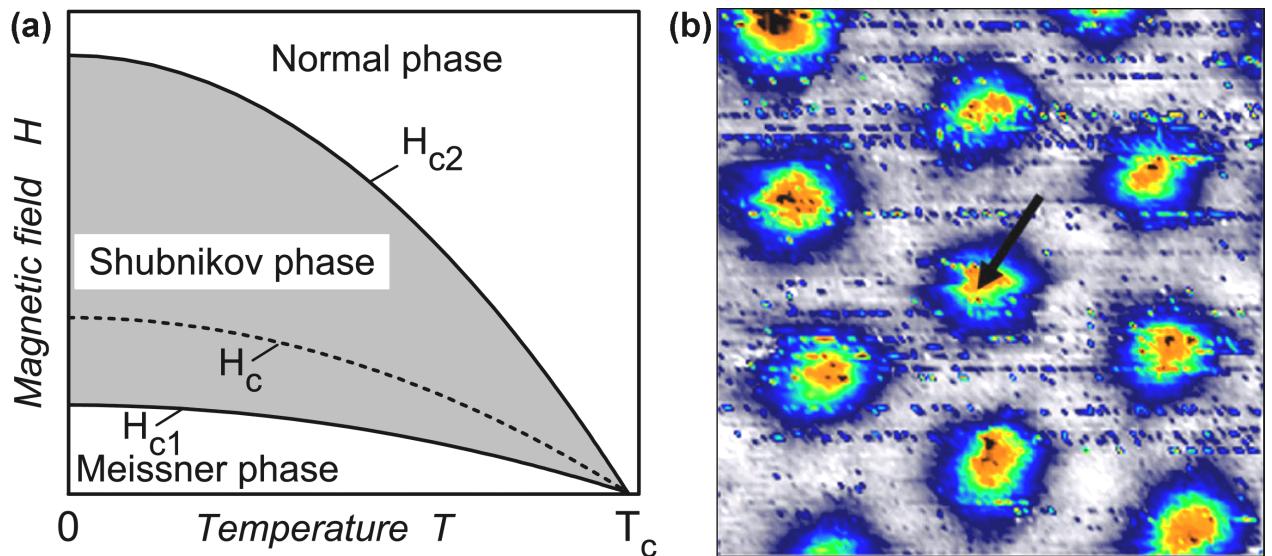


Рис. 1.1. (а) Фазова діаграма стану надпровідників другого роду. (б) Зображення решітки Абрікосова у скануючому тунельному мікроскопі у кристалі 2H-NbS<sub>2</sub> при 0.1 K і 0.15 T (360 нм×360 нм). Кор вихора позначено чорною стрілкою. Вихорі впорядковані у трикутну решітку. Адаптовано з роботи [82].

циліндром з діаметром, який за порядком величини дорівнює довжині когерентності  $\xi$ . У цій моделі магнітне поле є незмінним у корі і спадає експоненційно поза межами кору на характерній відстані, яка дорівнює глибині проникнення магнітного поля  $\lambda$ . До надпровідників другого роду належать надпровідники з  $\lambda/\xi > 1/\sqrt{2}$ , для яких внаслідок негативної поверхневої енергії між нормальною і надпровідною фазою існування вихорів енергетично вигідно. Проникнення вихорів у надпровідник починається при  $H_{c1}(T) \approx [\Phi_0/4\pi\lambda^2(T)] \ln(\lambda/\xi)$ , і при збільшенні поля кількість вихорів збільшується. При полі  $H_{c2}(T) \approx \Phi_0/2\pi\xi^2(T)$  кори вихорів перекриваються, і надпровідник переходить до нормального стану [6].

Існування решітки вихорів було вперше експериментальне підтверджено малокутовим розсіюванням нейтронів [83] у плівках ніобію. Зображення вихрової решітки з високою роздільною здатністю були вперше отримані у роботі [84] декорациєю поверхні надпровідника частинками Fe і Ni, які осідали на ті регіони зразка, де з них виходили лінії потоку і локальне магнітне поле було максимальним. Розвиток експериментальних методик призвів до можливості візуалізації вихрової решітки за допомогою біттеровської декорації [85], деполяризації нейтронів [86], мю-

онної спінової спектроскопії [87] і тунельної мікроскопії [88] тощо. Подальші методи охоплюють візуалізацію вихорів за допомогою лоренцевої мікроскопії [89], електронної голографії [90], магнітооптики [91–93], скануючої магніто-силової [94], холлівської [95–98], тунельної [82, 99] і SQUID [100, 101] мікроскопії. На теперішній час існує цілий ряд добре розвинених методик, які дозволяють візуалізувати решітку Абрикосова з високою роздільною здатністю у режимі реального часу (тобто записувати відео динаміки вихорів) і навіть маніпулювати окремими вихорами [102]. Типове зображення вихрової решітки у сучасному скануючому тунельному мікроскопі показано на рис. 1.1(b) згідно з роботою [82].

Прогрес у дослідженні вихрового стану у надпровідниках було задокументовано в ранніх [103, 104] і пізніших [6, 105] оглядах. Ретроспективі дослідження надпровідності протягом ста років у цілому [106] та актуальному стану досліджень у динаміці вихорів у наноструктурованих надпровідниках зокрема присвячено книги [7] і [9].

У роботі [107] було вперше експериментально доведено, що падіння напруги у змішаному стані є прямим наслідком руху абрикосівських вихорів. Цей висновок був підтвердженим у роботах [108, 109]. Оскільки динаміку вихорів неможливо описати у рамках мікроскопічної теорії надпровідності Бардина-Купера-Шриффера [110], моделі, які застосовуються для опису динаміки вихорів, містять феноменологічні параметри. Одним з найзначніших підходів для опису руху вихорів у надпровідниках є залежне від часу рівняння Гінзбурга-Ландау [111] для надпровідного параметру порядку. Цей підхід є потужним, зокрема, для аналізу процесів проникнення і виходу вихорів у та із надпровідника, їх анігіляції, а також для розгляду динаміки вихорів у неплоских геометріях [112–114]. Вадами цього підходу є необхідність у суттєвих комп'ютерних потужностях для числового моделювання і складність введення потенціалу пінінгу у задачу, а також можливість розгляду тільки обмеженої кількості вихорів і недоступність аналітичних виразів для величин, які спостерігаються експериментально.

Інший підхід до теоретичного опису руху вихорів у надпровідниках базується на рівнянні Ланжевена, яке добре відоме у молекулярній динаміці [115]. У цьому підході звичайно припускається, що вихори у надпровіднику вже існують, їх кількість не змінюється, а надпровідник розглядається нескінченним. Потенціал пінінгу у таке рівняння вводиться природним чином, а вирази для величин, які спостерігаються експериментально, можуть бути одержані в аналітичній формі для потенціалу пінінгу певної форми. Рівняння Ланжевена добре підходить для опису динаміки вихорів у плоских тонких плівках у перпендикулярному магнітному полі, коли вихор розглядається як *безструктурний безрозмірний об'єкт*, який реагує як єдине ціле на зовнішнє збудження, завдяки квантуванню магнітного потоку. Саме цей аргумент є основою для механічного опису [116–118] динаміки вихора як матеріальної точки за допомогою рівняння Ланжевена, яке використовується у даній роботі та у загальній формі має наступний вигляд:

$$\underbrace{m dv/dt}_{=0} + \eta \mathbf{v} + \underbrace{n \alpha_H \mathbf{v} \times \mathbf{z}}_{\text{часто мало}} = \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_{th} + \underbrace{\mathbf{F}_{vv}}_{=0 \text{ (ФЗ)}}, \quad (1.1)$$

де  $m$  — ефективна маса вихора на одиницю його довжини,  $\mathbf{v}$  — швидкість вихора,  $\eta$  — вихрова в'язкість,  $n = \pm 1$ ,  $\alpha_H$  — константа Холла,  $\mathbf{z}$  — орт, вздовж якого направлений вектор магнітної індукції  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{F}_L = n(\Phi_0/c)\mathbf{j} \times \mathbf{z}$  — сила Лоренца [119], яка діє на вихор з боку транспортного струму  $\mathbf{j}$  і  $c$  — швидкість світла. Скорочення “ФЗ” позначає умову *фундаментального збігу* положень вихорів для періодичного ландшафту пінінгу, див. вставку на рис. 6.10(а) на стор. 166.

У роботі [120] було аргументовано, що час релаксації вихора  $\tau \sim \eta/m$  за порядком величини дорівнює пікосекунді, і саме тому динаміку вихорів навіть при надвисоких частотах змінного струму можна добре описувати у нехтуванні масою вихора. Термофлуктуаційна сила  $\mathbf{F}_{th}(t)$  звичайно моделюється гаусовим білим шумом, стохастичні властивості якого задаються співвідношеннями  $\langle F_{th,i}(t) \rangle = 0$ ,  $\langle F_{th,i}(t) F_{th,j}(t') \rangle = 2T\eta \delta_{ij} \delta(t - t')$ , де  $T$  — температура в енергетичних одиницях,  $\langle \dots \rangle$  позначає статистичне середнє,  $F_{th,i}(t)$  з  $i = x, y$  —  $i$ -та компонента  $\mathbf{F}_{th}(t)$  і  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Взаємодію  $i$ -го вихора з усіма іншими вихорами може бути описано за допомогою сили  $F_{vv}^i = \sum_{j \neq i}^N \nabla_i U(r_{ij})$ , де  $U(r_{ij})$  — потенціал міжвихорової взаємодії. Як

було показано у роботі [8] за допомогою комп'ютерних симуляцій, при умові фундаментального геометричного збігу положень вихорів з періодично розташованими центрами пінінгу, ефективна міжвихорова взаємодія у такому випадку зникає. Впорядкування вихорів при фундаментальному полі збігу відповідає ситуації, коли на кожен центр пінінгу припадає один вихор, і нема ані незайнятих центрів пінінгу, ані “зайвих” вихорів між ними. Для лінійних центрів пінінгу це означає, що кожен ряд вихорів є запінінгованим на дні каналу потенціалу пінінгу, а між каналами рядів вихорів нема. У такому режимі ансамбль вихорів поводить себе як єдине ціле — “макрівихор”, а динаміку ансамблю вихорів може бути описано у наближенні одного, *поодинокого вихора*, тобто коли  $F_{vv} = 0$ .

Стосовно домінуючого мікроскопічного механізму для вихрової в'язкості  $\eta$  дискусії продовжуються дотепер. Одне з найбільш поширених пояснень пов'язано з електричним полем, яке потрібне для підтримки циркулярного руху електронів при русі вихора [121]. До того ж, рівняння Максвелла завбачає, що вихор, який рухається зі швидкістю  $v$ , повинен створювати локальне електричне поле  $E = B \times v/c$ . Як обговорювалося у роботі [122], внесок від струмів, що циркулюють, є значно меншим, ніж спостерігається експериментально [123]. Тінкхам М. [124] запропонував додаткове джерело дисипації, яке пов'язано з релаксацією параметра порядку при проходженні вихора через надпровідник. Ще інший механізм запропонував Клем Дж. [125], який пов'язаний з локальними температурними градієнтами, які виникають внаслідок руху нормальних корів вихорів. У цьому випадку при русі вихора надпровідний регіон перед вихором переходить у нормальний стан, тоді як зворотний процес відбувається позаду вихора. Саме тому у моделі, яка застосовується у розділах 2–4, коефіцієнт в'язкості  $\eta$  вводиться *феноменологічно* і його мікроскопічний механізм не уточнюється.

Розглянемо тепер вплив ефекту Холла на резистивний відгук надпровідника у змішаному стані. В ізотропному зразку ефект Холла для вихорів міститься у появі поперечної до напрямку транспортного струму компоненти напруги, яка є непарною відносно інверсії магнітного поля. Поява холлівської напруги обумовлена дією



на вихори ефективної холлівської сили  $F_H = -\alpha_H \mathbf{v} \times \mathbf{n}$ , яка перпендикулярна вектору швидкості вихорів. Тут  $\mathbf{n} = \mathbf{B}/B$  — орт вздовж вектора магнітного поля, а  $\alpha_H$  — константа Холла, яка феноменологічно враховує усі можливі вклади в ефективну силу  $F_H$ . Існує декілька таких вкладів [126]. По-перше, на вихор, який рухається, діє сила Магнуса гідродинамічного походження, яка виникає при обтіканні надпровідним струмом кору вихора та яка пропорційна густині цього струму. По-друге, існує внесок у поперечну силу завдяки взаємодії вихора з нормальною компонентою струму (фононна складова аналогічного внеску у гелії-II відома як сила Йорданського). По-третє, у брудних надпровідниках існує також поперечна сила за рахунок взаємодії вихора з домішками (сила Копніна-Кравцова) [127]. Внаслідок ефекту Холла між векторами  $\mathbf{E}$  і  $\mathbf{j}$  виникає кут Холла  $\theta_H$ , який в ізотропному зразку визначається з простого співвідношення  $\tan \theta_H = \rho_{xy}/\rho_{xx}$  через поперечну (непарну за магнітним полем)  $\rho_{xy}$  і поздовжню (парну за магнітним полем)  $\rho_{xx}$  компоненти опору.

В ідеальному, бездефектному матеріалі ансамбль вихорів рухається під дією сили Лоренца  $F_L$  з середньою швидкістю  $\mathbf{v}$  перпендикулярно до напрямку транспортного струму. Завдяки ненульовій в'язкості, яку зазнають вихори при русі через надпровідник, більш швидкий рух відповідає більш сильній дисипації. Локальні неоднородності у зразках, які пригнічують параметр порядку або зменшують довжину вихорів, тобто зменшують енергію вихора, призводять до його *пінінгу*. Відповідно, динаміку вихорів у присутності центрів пінінгу прийнято описувати як їх рух у певному потенціалі пінінгу [6, 105]. Зокрема, випадково розташовані і хаотично розподілені точкові центри пінінгу призводять до *ізотропного* пінінгу, який у зразках високої структурної якості має “фонний” характер. У залежності від співвідношення між силою Лоренца і силами пінінгу вихрова решітка може бути запінінговою або рухатися; між цими режимами має місце нелінійний кросовер. Відповідно, вольт-амперна характеристика (ВАХ) надпровідників другого роду є сильно нелінійною.

Важливість пінінгу магнітного потоку для збереження надпровідного стану у присутності магнітного поля і зменшення дисипації через обмеження руху вихорів було визнано у ході перших експериментів з динаміки вихорів, які стисло огляда-

ються у наступній главі. Пізніше було спостережено, що дисипація завдяки вихорам сягає мінімальних значень, коли розташування центрів пінінгу є *періодичним*, а міжвихорова відстань  $a_L$  геометрично співпадає з відстанню між центрами пінінгу. При дослідженні систем з лінійними центрами пінінгу було виявлено, що дисипація завдяки руху вихорів вздовж каналів пінінгу є меншою, чим при їх русі поперек цих каналів. Такий пінінг є *анізотропним*, і напрямок руху вихорів у зразку з таким пінінгом може *не співпадати* з напрямком сили Лоренца. У такому випадку динаміка вихорів стає двовимірною, так що  $\mathbf{v} \nparallel \mathbf{F}_L$ . Неколінеарність  $\mathbf{v}$  і  $\mathbf{F}_L$  є тим сильнішою, чим менш інтенсивним є ізотропний пінінг. Напроти, у випадку інтенсивного ізотропного пінінгу анізотропні ефекти стають майже непомітними [128]. Найбільш важливим наслідком анізотропії пінінгу є *направлений рух (guiding, гайдінг)* вихорів [129]. Цей ефект полягає у тому, що вихори з більшою ймовірністю рухаються вздовж каналів потенціалу пінінгу, ніж долають їх бар'єри. Наслідком гайдінгу вихорів є поява *парної відносно інверсії магнітного поля поперечної* компоненти опору на відміну від звичайної холлівської компоненти, яка є *непарною* відносно інверсії магнітного поля. Гайдінг вихорів можна досягнути з різними видами пінінг-структур [130], але він стає більш сильним і, станом на сьогодні, може бути *аналітично* описаним тільки для особливої форми потенціалу пінінгу — *потенціалу типу пральної дошки*. Такий потенціал є періодичним вздовж однієї координати і сталим вздовж іншої. Теоретичні та експериментальні дослідження динаміки вихорів у даній роботі проводяться саме для потенціалу пінінгу типу пральної дошки.

### 1.1.2. Ранні експерименти з динаміки вихорів

Вплив ізотропного пінінгу на направлений рух вихорів обговорювався вперше Ніссеном А. з співпрацівниками [129, 131] у 1969 році. Вони досліджували направлений рух вихорів у режимі течії потоку шляхом вимірювання поперечної напруги у зразках стопу Nb-Ta, отриманих методом холодного вальцювання. Експерименти проводилися для різних значень магнітного поля  $H$ , густини постійного струму  $j$ , температури  $T$  і різних кутів  $\alpha$  між напрямками вальцювання і транспортного стру-

му. Великою, що аналізувалася, був котангенс куту  $\beta$  між напрямком вектора середньої швидкості  $\langle v \rangle$  і  $j$ . Експериментальні дані обговорювалися у рамках простої теоретичної моделі у припущенні, що пінінг вихорів і гайдінг можуть бути описані у термінах ізотропної сили  $F_p^i$ , з внеском сили пінінгу  $F_p^a$  у напрямку, перпендикулярному до напрямку вальцювання. У режимі течії потоку авторам вдалося описати залежності поздовжнього і поперечного опору у магнітному полі для різних  $\alpha$ , але у рамках їх моделі було неможливо пояснити нелінійний кросовер від запінінгованого режиму до режиму течії потоку.

Близько 20 років пізніше Копелевич Ю. В. з співавторами [132] спостережили вперше поперечну напругу у високотемпературних надпровідниках (ВТНП), яка при інверсії полярності магнітного поля *не змінювала знак*, як звичайний холлівський сигнал. Подібні спостереження піку поперечної напруги у регіоні надпровідного переходу спостерігалися у таких надпровідниках як Nb, NbN, NbCN і PbBi [133, 134].

Серію експериментів було присвячено дослідженню інтерференційних ефектів, які виникають у випадку, коли вихори рухаються у присутності *змінного* струму. Вже станом на 1963 рік було відомо [135], що у ВАХ джозефсовніських тунельних переходів спостерігаються еквідистантні сходинок у напрузі (сходинок Шапіро). Ці сходинок виникають завдяки синхронізації фази до частоти змінного струму і є спільною рисою багатьох систем, еволюцію яких може бути описано у термінах динаміки об'єкту у періодичному потенціалі у присутності постійної і змінної сили. Перші дослідження інтерференційних ефектів у динаміці абрикосівських вихорів доповідалися Файорі А. [136], який спостерігав сходинок у ВАХ надпровідних плівок алюмінію з дуже слабким ізотропним пінінгом у присутності радіочастотного змінного струму. Для плівок з більш інтенсивним ізотропним пінінгом інтерференційні ефекти не спостерігалися. Присутність сходинок у ВАХ пояснювалася [136] майже когерентним рухом вихорів в умовах слабого ізотропного пінінгу, у той час як зникнення ефекту при сильному ізотропному пінінгу відносилось до кросоверу у русі вихрової решітки до некогерентного режиму. У плівках алюмінію з модульованою товщиною, внаслідок чого індукувався сильний анізотропний пінінг, сходинок знову-таки

спостерігалися Мартінолі П. з співавторами [137]. Ці сходинки були значно сильніше виражені для *магнітних полів збігу*, які відповідали випадку, коли дистанція між сусідніми рядами вихорів співпадала з періодом модуляції товщини [137]. При магнітних полях збігу спостерігалися також максимуми у критичному струмі [138, 139].

Одним із найважливіших висновків ранніх експериментів стало розуміння, що для ефективного маніпулювання вихорами, які природно впорядковані у трикутну решітку, треба застосовувати системи, у яких пінінг є періодичним хоча би в одному вимірі. Зусилля багатьох наукових груп з тих пір були спрямовані на створення систем з періодичним пінінгом. Деякі такі системи з особливим типом потенціалу пінінгу — потенціалом типу пральної дошки — стисло оглядаються у наступній главі.

### 1.1.3. Системи з потенціалом пінінгу типу пральної дошки

Серед багатьох систем з потенціалом пінінгу типу пральної дошки можна виділити системи, у яких такий пінінг виникає *природним* чином, і системи, у яких такий пінінг є створеним *штучно*. Розглянемо декілька систем кожного типу.

Для дослідження механізмів пінінгу у ВТНП найбільш часто застосовувався купрат  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Різноманітність типів пінінгу в YBCO походить від його шаруватої структури, яка у свою чергу залежить від значення параметра  $\delta$ . У контексті періодичного пінінгу важливо, що у процесі росту кристалів у них природно утворюються двійники, вздовж яких надпровідний параметр порядку пригнічений, що призводить до існування планарного пінінгу. Шляхом оптимізації росту кристалів звичайно вдається приготувати зразки з однонаправленими двійниками, які розташовані майже періодично. Відповідно, існує дві принципово різні реалізації пінінгу з потенціалом типу пральної дошки у ВТНП зразках. По-перше, самі стеки *ab* площин можуть розглядатися як однонаправлені планарні дефекти. Ці дефекти є джерелом *власного* пінінгу [105] для вихорів, які розташовані паралельно площинами *ab* і зазнають дію сили Лоренца вздовж осі *c*. По-друге, у геометрії  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  у зразку з однонаправленими двійниками останні є також джерелом періодичного потенціалу пінінгу. Виготовити монокристали або епітаксціальні плівки YBCO [128, 140] з двійни-

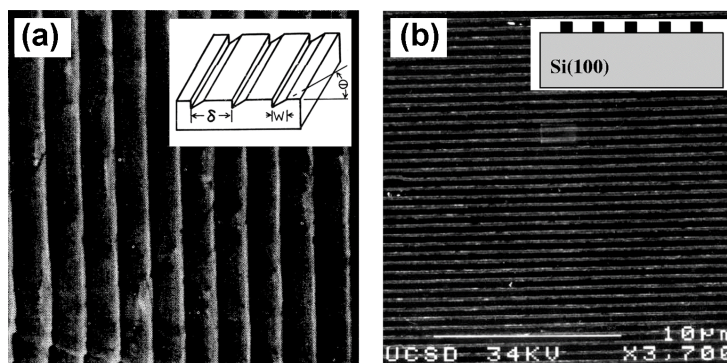


Рис. 1.2. (а) Поверхня фолії In-2%Ві з періодично розташованими канавками. Адаптовано з роботи [152]. (b) Паралельні смужки нікелю, сформовані електронною літографією на Si підкладці, на яку напилювали плівку Nb. Адаптовано з роботи [154].

ками значно легше [141, 142], ніж прикладати струм під певним кутом до  $ab$ -площин. Це пояснює лише одиничні експерименти для гайдінгу вихорів у присутності власного пінінгу типу пральної дошки [143–145]. Водночас, динаміка вихорів у кристалах YBCO з однонаправленими двійниками досліджувалася у багатьох групах, див. наприклад роботи [146–148]. Було також показано, що у кристалах ВТНП без двійників гайдінг вихорів може спричинюватися анізотропією вихрової в'язкості [149].

У роботі Чабаненко В. В. з співавторами [148, 150] проводилися вимірювання парної компоненти питомого опору  $\rho_{\perp}^{+}(H)$  в YBCO, із яких випливало, що при русі вихорів поперек двійників сила пінінгу більше, ніж при їх русі вздовж площин двійників. Оригінальний підхід реалізували Пасториза Х. і Д'Анна Дж. з співавторами у роботах [141, 142]. Вони вимірювали анізотропію поздовжнього магнітоопору при гайдінгу вихорів і вивчали вплив анізотропного пінінгу на ефект Холла у кристалі  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  з двійниками у схемі зі струмом, що обертався. У такому експерименті вдається побудувати куту залежність повного магнітоопору природним шляхом. Аналог такої геометрії для тонких плівок застосовується у розділі 9 даної роботи.

Для перевірки ідеї, що штучно створені неоднородності поверхні можуть призводити до пінінгу флюксонів, Моррісон Д. і Розе Р. [152] застосували періодично розташовані паралельні канавки на поверхні фолій з In-2% Ві стопу, як показано на рис. 1.2(а). Зразки мали від 12 до 1200 канавок/мм з шириною канавки від декількох сотень нм до декількох мікронів. Через фолії протікав транспортний струм паралель-

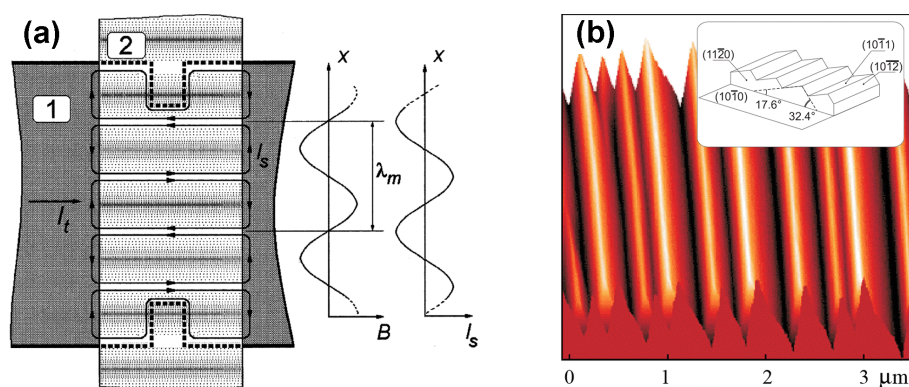


Рис. 1.3. (а) Геометрія надпровідного містка (1) з транспортним струмом  $I_t$ , до поверхні якого було прикладено магнітофонну стрічку (2) з записаним періодичним сигналом. Справа зображено координатні залежності індукції магнітного поля  $B$  і просторовий розподіл екрануючих струмів  $I_s$ . Вихори рухаються у присутності індукovanого потенціалу пінінгу. Адаптовано з роботи [151]. (б) Плівка ніобію на поверхні фасетованої сапфірової підкладки. Адаптовано з роботи [155].

но і перпендикулярно до канавок, та автори [152] виявили, що значення критичного струму завжди більше, коли струм тече вздовж канавок, тобто вихори рухаються поперек них. Мартін Дж. з співпрацівниками [153] вперше застосували феромагнетики Fe, Co і Ni для виготовлення субмікронних пінінг-структур на Si підкладках. Зокрема, вони використовували масиви паралельних Ni смужок, виготовлених за допомогою електронно-променевої літографії, з параметрами ширина/товщина/період 200/40/500 нм на окислених підкладках Si (100) [154], див. рис. 1.2(b). На смужки Ni напилювалася плівка Nb і спостерігалися поля збігу, коли відстань між рядами вихорів дорівнювала періоду структури і вихори рухалися поперек смужок Ni.

Оригінальний підхід до створення програмованого пінінгу застосували Южелевський Ю. і Юнг Дж. [151] при дослідженні динаміки вихорів у YBCO, які розвили ідею [156] застосування магнітної стрічки з певним розподілом намагніченості поблизу зразка, див. рис. 1.3(a). На цей час це один з небагатьох методів, який дозволяє створювати пінінг у зразках зворотним чином. Самоорганізацію було застосовано Хутом з співробітниками [157] для створення майже періодичних, лінійних центрів пінінгу шляхом використання m-зрізів сапфірових підкладок, див. рис. 1.3(b). Ідея базується на застосуванні ландшафту типу “горбів і впадин”, який природно вини-

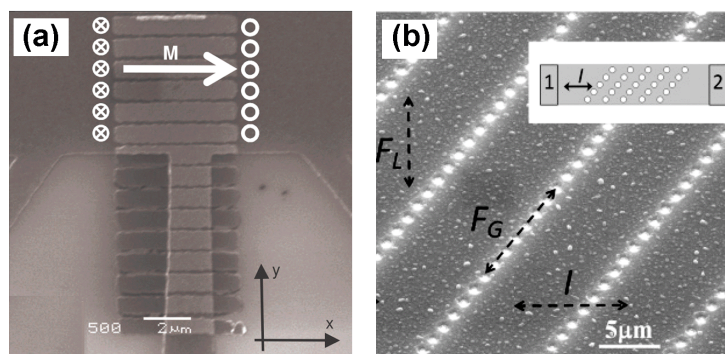


Рис. 1.4. (а) Плівка алюмінію, під якою знаходяться кобальтові смужки с товщиною 20 нм. Адаптовано з роботи [161]. (b) Плівка YBCO з антидотами, які індукують потенціал пінінгу близький за формою до пральної дошки. Адаптовано з роботи [162].

кає у деяких металах, напівпровідниках і кераміках у результаті їх виведення з термодинамічної рівноваги [158, 159]. На основі цієї ідеї Сорока О. О. з співавторами [155] досліджували направлений рух вихорів у плівках ніобію, які напилювалися на такі підкладки. Експериментальні дані роботи [155] вдалося добре апроксимувати теоретичними залежностями, які отримали Шкловський В. О. та автор [160] у ході виконання кандидатської дисертації останнього.

Сілханек А. з співавторами [163] застосували феромагнітні смужки кобальту, які розташовувалися паралельно у лінійному масиві під надпровідним містком з алюмінію, рис. 1.4(a). Наявність феромагнетика призводила до формування рядів вихорів протилежної полярності у надпровіднику. Автори спостерігали, серед інших ефектів, істотне зменшення дисипації у випадку, коли вихори мали протилежну полярність до зовнішнього поля, а також більш яскраво виражені сходи Шاپіро у ВАХ плівок, коли розподіл швидкостей вихорів та їх зміщень в індивідуальних смужках кобальту ставав більш вузьким. Нарешті, у 2012 році Ворденвебер Р. з співавторами [162] доповіли результати дослідження резистивного відгуку у плівках YBCO з масивами антидотів, рис. 1.4(b), які індукували потенціал пінінгу близький за формою до пральної дошки. Вони експериментально показали, що механізм транспорту магнітного потоку залежить від частоти змінного струму і геометричних розмірів надпровідних структур. Одним з найважливіших спостережень роботи [162] є те, що гайдінг вихорів відбувається до частот у нижньому ГГц-діапазоні.

#### 1.1.4. Віхи створення теоретичного опису динаміки вихорів

Необхідність пояснення направленої руху вихорів обумовили, здебільшого, експериментальні спостереження анізотропного резистивного відгуку у ВТНП з двійниками. Для пояснення анізотропії резистивних відгуків були запропоновані феноменологічні моделі [164–166], за допомогою яких вдалося описати головні риси резистивних відгуків, що спостерігалися. Вплив двійників на динаміку вихорів у ВТНП досліджувався також за допомогою комп'ютерного моделювання [167–169]. Зокрема, у роботах [167, 168] вивчалася взаємодія вихорів з ізольованою двійниковою границею, а у роботі [169] — з системою односпрямованих двійників. Основний фізичний результат цих робіт міститься в тому, що динаміка вихорів залежить як від орієнтації двійників відносно транспортного струму, так і від його величини.

Наступний важливий етап у розвитку теорії динаміки вихорів у надпровідниках з анізотропним пінінгом пов'язан з роботами Маватарі Я. [170, 171], у яких була запропонована двовимірною стохастична модель динаміки вихорів у косинусоїдальному потенціалі пінінгу типу пральної дошки. В основі такої моделі лежить рівняння Фоккера-Планка [19] для функції густини ймовірності знаходження вихора у даній точці і густини потоку ймовірності, які дозволяють врахувати стохастичні властивості термофлуктуацій вихора і отримати температурну залежність резистивного відгуку надпровідника у всьому діапазоні температур змішаного стану. В результаті задача про рух вихора була зведена до рівняння Фоккера-Планка для одновимірної динаміки вихора [172, 173], і був отриманий тензор магнітоопору системи з анізотропним періодичним потенціалом пінінгу у загальному випадку. Проте, у роботі [171] не була врахована залежність резистивного відгуку від інверсії напрямку магнітного поля, яка була коректно врахована у роботі Шкловського В. О. з співавторами [174] та узагальнена на випадок біанізотропного пінінгу [175]. Зокрема, у роботі [174] були одержані і проаналізовані внески як парного поперечного магнітоопору  $\rho_{\perp}^{+}$ , який виникає завдяки гайдінгу вихорів вздовж каналів планарного періодичного потенціалу пінінгу, так і точні вирази для *анізотропних непарних* холлівських за походженням компонент  $\rho_{\parallel}^{-}$  і  $\rho_{\perp}^{-}$ . Також було показано [174], що появлення цих



непарних компонент опору призводить до нових специфічних “скейлінгових” співвідношень для планарного періодичного потенціалу пінінгу, які демонструють так звану аномальну холлівську поведінку магнітоопору у надпровідниках другого роду.

Вплив ізотропного пінінгу на направлений рух вихорів досліджувався теоретично у роботі [160]. Точні вирази для анізотропних поздовжніх і поперечних компонент магнітоопору надпровідника з потенціалом пінінгу типу пральної дошки були отримані і проаналізовані на основі рівняння Фоккера-Планка для двовимірної динаміки поодинокого вихора у присутності точкових дефектів. Було пояснено гайдінг-ефект і фізику переходу від нових скейлінгових співвідношень для компонент магнітоопору у відсутності точкових дефектів [174] до відомих скейлінгових співвідношень для ізотропного пінінгу [176]. Було також теоретично завбачено, що холлівська провідність може змінити свій знак у певному діапазоні густин постійного струму і кутів між напрямком транспортного струму відносно каналів потенціалу пінінгу. Для асиметричного пилоподібного потенціалу пінінгу типу пральної дошки стохастичну модель анізотропного пінінгу було узагальнено у роботі [177].

До останнього часу розвиток теорії динаміки вихорів у присутності змінного струму  $j_1$  відбувався незалежно від теоретичного розгляду гайдінгу вихорів під дією постійного струму  $j_0$ . Одним з найпоширеніших експериментальних методів дослідження динаміки вихорів у надпровідниках другого роду є вимірювання комплексного відгуку при змінному струмі у радіочастотному і мікрохвильовому діапазонах [130]. Причиною цього є те, що при частотах, які суттєво менші, ніж ті, що спричиняють руйнування енергетичної щілини, вимірювання високочастотного імпедансу і поглинання потужності у змішаному стані містять інформацію про механізми пінінгу, динаміку вихорів і дисипативні процеси у надпровіднику. Цю інформацію часом не можна добути із резистивних даних на постійному струмі особливо у ситуації, коли пінінг у зразку є дуже сильним. У такому випадку густини струму депінінгу  $j_c$  є досить великими, і реалізація дисипативного режиму, у якому можна виміряти питомий опір течії потоку  $\rho_f$ , потребує  $j_0 \gtrsim j_c$ . Це часто супроводжується істотним електронним перегрівом у зразку [178, 179], що призводить до змін у  $\rho_f$ .

Водночас, вимірювання поглинання потужності змінного струму  $j_1 \ll j_c$  дозволяють визначити  $\rho_f$  при рівнях дисипації  $\mathcal{P}_1 \sim \rho_f j_1^2$ , які можуть бути на багато порядків за значенням меншими, ніж  $\mathcal{P}_0 \sim \rho_f j_0^2$ . Відповідно, вимірювання поглинання потужності як частоти фактично “зондують” сили пінінгу у відсутності перегрівів.

Найбільш рання модель Джиттельмана Дж. і Розенблюма Б. [5] описувала осциляції вихора у параболічному потенціалі пінінгу з врахуванням в'язкості. Автори [5] вимірювали поглинання потужності вихорами у плівках PbIn і NbTa у широкому діапазоні частот  $\omega$  і спостерігали слабо дисипативний відгук вихорів при низьких частотах і сильне поглинання потужності при високих частотах з нелінійним кросовером при так званій *частоті депінінгу*, яка відмежовує два принципово різних режими у динаміці вихорів: протягом напівхвилі змінного струму при низьких частотах вихор проходить декілька потенціальних ям потенціалу пінінгу, сили пінінгу домінують, і відгук є слабо дисипативним. Інша ситуація має місце при високих частотах, коли вихор коливається тільки в одній потенціальній ямі, домінують в'язкі сили, і відгук є сильно дисипативним. Модель Джиттельмана Дж. і Розенблюма Б. [5] була побудована у лінійному наближенні для змінного струму і при нулі температур. Успіх застосування цієї моделі до багатьох низькотемпературних надпровідників зумовив спроби інтерпретувати високочастотні дані у ВТНП з високими температурами надпровідного стану і малими енергіями активації пінінгу. Але ця модель [5] не була в змозі врахувати термоактивовану течію потоку і крип, що зумовило необхідність створення більш загальної моделі для дисипації вихорів у присутності змінного струму і довільних температурах.

Відповідна теорія була створена Коффі М. і Клемом Дж. [180], які доповнили рівняння руху поодинокого вихора гаусовим білим шумом і косинусоїдальним потенціалом пінінгу. Це нове рівняння було розв'язано у термінах скалярного ланцюгового дробу, який проте мав тільки два рівня вкладених ітерацій, оскільки задача, як і раніше, розглядалася у лінійному наближенні для слабого змінного струму. Окрім цієї моделі була створена модель Брандта Е., який розглядав вплив крипу вихорів шляхом введення феноменологічної константи пінінгу, яка термічно релаксувала [181].

У цій моделі не було жодних припущень стосовно форми потенціалу пінінгу. Порівнянню моделей, відомих станом на 2008 рік, присвячена, зокрема, робота Помпео Н. і Сільви Е. [182].

Водночас, теоретичний опис динаміки вихорів у присутності довільних за величинами змінного і постійного струму, довільної частоти і температури, і довільного кута між напрямками струмів відносно осі анізотропії косинусоїдального потенціалу пінінгу типу пральної дошки був створений Шкловським В. О. та автором у 2008 році [184] під час написання кандидатської дисертації останнього. Задача про двовимірну динаміку вихорів була розв'язана точно у термінах матричних ланцюгових дробів. Цей розв'язок буде використовуватися при числовому моделюванні резистивних відгуків у розділах 2–4 даної роботи при обговоренні ряду нових ефектів. Повертаючись до результатів роботи [184], її головні результати полягають, зокрема, у тому, що з урахуванням ефекту Холла було створено теоретичний опис направленного руху вихорів у косинусоїдальному потенціалі пінінгу з урахуванням *нахилу* потенціалу під дією постійного струму. Було проаналізовано вплив змінного струму *довільних* амплітуди і частоти на тензор магнітоопору. Розглядалася також частотна залежність і форма сходинок Шапіро у ВАХ надпровідника. Були одержані аналітичні формули для двовимірного тензору нелінійного імпедансу у присутності постійного струму і показані граничні переходи до результатів Коффі М. і Клема Дж. [180], які при  $T = 0$  природно переходять до результатів Джиттельмана Дж. і Розенблюма Б. [5]. Водночас, модель Джиттельмана Дж. і Розенблюма Б. [5], яку на випадок постійного струму  $j_0$  було узагальнено у роботі [36], буде використано для з'ясування впливу  $j_0$  на поглинання потужності у главі 4.5 при  $T = 0$ . До того ж, цю модель буде застосовано для визначення координатної залежності потенціалу пінінгу з експериментальних даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму при  $T = 0.3T_c$ , як було запропоновано Шкловським В. О. [183].

Важливість теоретичного опису, створеного у роботі [184], згадується, зокрема Коффі В. Т. і Калмиковим Ю. П. у новому виданні їх книги *The Langevin equation* [10]. Автори підкреслюють, що математично аналогічне рівняння Ланжевена (або

еквівалентне рівняння Фоккера-Планка), яке описує броунівський рух частинки у періодичному потенціалі, виникає у багатьох інших областях науки і техніки, таких як фізика твердого тіла, хімічна фізика і радіотехніка. Системи, які підлягають такому опису, включають джозефсонівські переходи [16], суперіонні провідники [17], лазерні гіроскопи [18], хвилі густини заряду [185], лінії синхронізації фази у радіоелектроніці [19], динаміку намагніченості [13], дифузію колоїдальних частинок у періодичних структурах, а також динаміку спінових текстур — скірміонів, які були нещодавно відкриті у деяких феромагнетиках [186, 187].

## 1.2. Сучасні проблеми дослідження динаміки вихорів

Дослідженню динаміки вихорів у надпровідниках присвячено тисячі робіт. Огляд навіть найважливіших їх результатів за обсягом став би самостійною книгою як, наприклад, книги-огляди [7] і [9]. Саме тому огляд сучасних проблем дослідження динаміки вихорів тут буде зведеним до лише трьох важливих напрямків досліджень, а саме: (i) дослідження динаміки вихорів у присутності асиметричних ландшафтів пінінгу (вихрових ретчетів), (ii) представленню нової області на перетині надпровідності і нанотехнологій, яка оформилася в останні роки під назвою “абрикосівська флуксоніка”, а також (iii) дуже стислому згадуванні деяких особливостей динаміки вихорів при високих частотах. Подальші напрямки сучасних досліджень динаміки вихорів будуть згадані наприкінці у розділі Висновки на с. 239 тезисно і у жодному разі не претендуватимуть на вичерпаність.

### 1.2.1. Вихрові ретчети і динаміка вихорів при змінному струмі

У останні п’ятнадцять років особливий інтерес у дослідженні динаміки вихорів привернули системи з асиметричними потенціалами — *ретчети* (ratchet, заскочник), у яких виникає *орієнтований* рух об’єктів у присутності стохастичних або детерміністських сил з нульовими середніми значеннями [188–190]. Оригінальний механічний сценарій, який розглядався Фейнманом [191] з успіхом був адаптованим у біології при вивченні молекулярних моторів [192] і сьогодні використовується у рі-

зних областях науки і техніки. Зокрема, орієнтований рух експериментально спостерігається у русі колоїдальних частинок [193], у надпровідних квантових інтерференційних приладах [194], джозефсонівських переходах [195, 196], холодних атомах [197] і у русі стінок магнітних доменів у наноструктурованих магнітних плівках [14]. До того ж, ретчет-ефект виникає пліч-о-пліч при описі роботи крокових двигунів [198] та інших фазо-синхронних [199, 200] ефектів. Вичерпні огляди загальних властивостей ретчет-систем можуть бути знайдені у роботах [188, 189, 201–205].

Серед різних типів ретчет-систем особливе місце займають абрикосівські вихрові ретчети [22]. За своєю суттю вихровий ретчет — це система, у якій вихор може набути орієнтований (випрямлений) рух, напрямок якого визначається тільки асиметрією потенціалу пінінгу відносно інверсії полярності транспортного струму. Зокрема, вихровий ретчет-ефект використовувався для зменшення кількості вихорів у надпровіднику [206] і створення вихрових помп і лінз [207]. Пізніше, сам ефект було візуалізовано за допомогою магнітооптики [92, 93]. Здебільшого, вихровий ретчет-ефект використовується для модифікації магніторезистивного відгуку наноструктурованого надпровідника [190]. Властивості надпровідних вихрових ретчетів обговорюються детально у роботах [22, 190].

Подальший цікавий ефект у динаміці вихорів полягає в інверсії напрямку орієнтованого руху вихорів, тобто у зміні знака *ретчет-напруги*. Експериментально інверсію ретчет-напруги спостерігали у багатьох роботах [205, 208–214]. Інверсію ретчет-ефекту доповідали і для оптичного ретчету [215]. Для пояснення інверсії ретчет-ефекту пропонувалися різні механізми. Зокрема, вони включали присутність вихорів між центрами пінінгу [204, 214], реконфігурацію вихрової решітки при різних значеннях струму і магнітного поля [211], конкуренцію характерної довжини міжвихрової взаємодії з періодом пінінг-структури [210], ефект інерції [212], взаємодію між вихорами у межах одного центру пінінгу [205], а також співіснування запінінгованих вихорів і вихорів між центрами пінінгу, які рухаються у протилежних напрямках [208]. Водночас, було також показано, що інверсія ретчет-ефекту може спостерігатися, коли нема вихорів між центрами пінінгу [209].

Для експериментальної реалізації вихрової ретчет-динаміки застосовувалися різні методики для створення асиметричного потенціалу пінінгу. Це досягалося, наприклад, застосуванням елементарних центрів пінінгу різних розмірів [205] і форм, таких як трикутники [208, 216], кола [210] і стрілки [92], тощо. Це призводило до того, що результуючий потенціал пінінгу у таких штучних структурах є дуже складним і, як наслідок, теоретичний опис динаміки вихорів під довільним кутом до вісі анізотропії потенціалу, як функції вхідних параметрів експерименту, є дуже складною задачею. Водночас, дану складність можна уникнути при застосуванні більш простих асиметричних потенціалів, які періодичні вздовж однієї вісі і незмінні вздовж іншої — потенціалів типу пральної дошки. Цікаво, що ще у 1970 році Моррисон і Ро-зе [152] досліджували динаміку вихорів у In–Ві фольгах з канавками від дифракційної решітки, яка створювала асиметричний ландшафт типу пральної дошки. Хоча автори [152] не розглядали ефекти при зміні полярності транспортного струму, анізотропія критичного струму завдяки гайдінгу вихорів у тій роботі спостерігалася.

Треба зазначити, що у звичайному розумінні вихрові ретчети асоціюються з асиметричним потенціалом пінінгу, асиметрія якого є фіксованою внаслідок властивостей створеної наноструктури. Водночас, у *присутності постійного транспортного струму* у зразках з *симетричним* потенціалом потенціал *нахиляється* і стає також *асиметричним* для змінного струму, який додається. Серед недавніх робіт, у яких досліджувалася ретчет-динаміка вихорів у наноструктурованих плівках, треба виділити наступні. Синхронізаційні сходинки у ВАХах наноструктурованих надпровідників спостерігалися у роботах [199, 217]. Зокрема, було показано, що з висоти сходинки у ВАХах можна визначити кількість вихорів, які рухаються когерентно [217], і що нові ефекти з'являються, коли центри пінінгу є асиметричними [199]. Perez de Lara з співавторами [218] досліджували ретчет-ефект у плівках ніобію, які напилювалися поверх масивів нанотрикутників з Ni. Експеримент [218] проводився у присутності змінного струму до 10 КГц, так що всі ефекти, які спостерігалися у тій роботі, не залежали від частоти, тобто були адіабатичними (квазістатичними).

У 2010 році Джин з співавторами [212] дослідили частотну залежність ретчет-

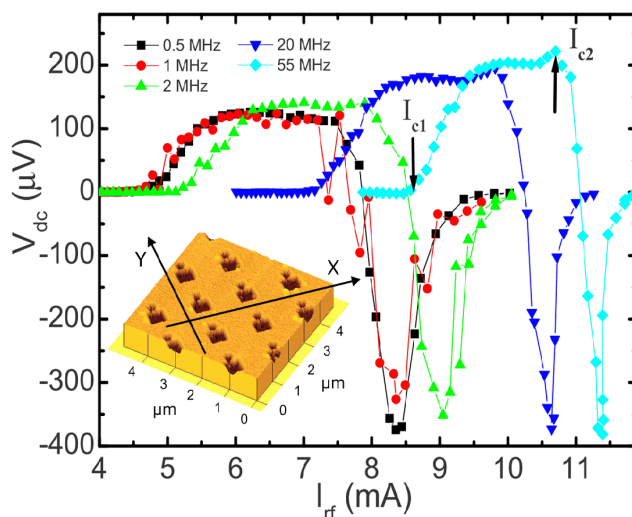


Рис. 1.5. Один із результатів роботи [212]: ретчет-напруга  $V_{dc}$  як функція амплітуди змінного струму  $I_{rf}$  для ряду частот.  $I_{c1}$  і  $I_{c2}$  позначають два критичних струми, коли з'являється прямий і зворотний ретчет-ефект відповідно. Вставка: поверхня плівки свинцю з антидотами, які індукують дволямний потенціал пінінгу. Змінний струм прикладається у напрямку  $x$ , що призводить до руху вихорів у напрямку  $y$ .

ефекту, а саме: залежність ретчет-напруги від частоти змінного струму у частотному діапазоні між 0.5 МГц і 2 ГГц, рис. 1.5. Вони виявили, що (i) критичний струм (депінінгу) збільшується при збільшенні частоти змінного струму, (ii) ретчет-відгук містить фазо-синхронні торочки, (iii) ретчет-ефект зникає при дуже високих частотах, (iv) ретчет-напруга може змінювати знак при певних вхідних параметрах. Завдяки складності потенціалу пінінгу Джин з співавторами [212] не змогли пояснити ці ефекти у рамках єдиної самоузгодженої моделі. У 2012 році Ворденвебер Р. з співпрацівниками провели перші вимірювання поглинання потужності у плівках ВТНП з антидотами у присутності постійного і змінного струму з частотою до 8 ГГц [162]. Було спостережено, що гайдінг вихорів не зникає, що найменше, до частоти 5 ГГц.

Нарешті, Лара А. з співавторами провели вимірювання поглинання потужності височастотного сигналу у копланарному хвилеводі, поблизу якого знаходилася плівка з свинцю з Рудотами. У певному діапазоні вхідних параметрів автори спостерігали ефект стимуляції надпровідності і пояснили цей ефект ефективним зменшенням колу вихорів. До цих пір ефект стимуляції надпровідності [219] мікрохвилями спостерігався у вузьких і широких містках без наноструктур.

### 1.2.2. Абрикосівська флуксоніка у наноструктурованих надпровідниках

Пінінг вихорів, гайдінг- і ретчет-ефекти є трьома базовими “інструментами” для маніпулювання флуксонами у наноструктурованих надпровідниках. Ці “інструменти” дають змогу контролювати динаміку вихорів за допомогою трьох різних механізмів, а саме: динамічного контролю (вихор є запінінгованим або рухається), контролю напрямку (під яким кутом до напрямку рушійної сили направлена швидкість вихора), та контролю полярності (у якому напрямку відбувається рух вихора у присутності змінної рушійної сили) руху вихора. Вкупі, ці ефекти являють собою основу для нової області дослідження на перетині надпровідності і нанотехнологій — абрикосівську флуксоніку, яка охоплює дослідження властивостей і динаміки абрикосівських вихорів з метою обмеження їх руху, маніпуляції ними і використанням ефектів для надпровідних приладів [7]. Елементарними складовими “блоками” у флуксоніці є абрикосівські вихори, саме які й пояснюють її назву.

Виникнення абрикосівської флуксоніки пов’язано з бурхливим розвитком нанотехнологій і їх застосуванням для модифікації структури надпровідників в останні десять років [9, 22, 190]. Зокрема, лише нещодавно стало можливим виготовлення штучних високоякісних пінінг-структур з розмірами структурних елементів у наномасштабі, які дають змогу маніпулювати флуксонами дуже ефективно. Різні режими у динаміці вихорів досягаються зміною значення магнітного поля. Зокрема, особливий інтерес у сучасних дослідженнях привертають з’ясування характеристик пінінгу і течії потоку [220–222], динамічних фаз і впорядкування [223–226], нерівноважних явищ у течії потоку [227–229], ефекти, які пов’язані з просторовим збігом вихрової решітки і періодичної пінінг-структури [230–233], направлений рух вихорів [234, 235] і вже згаданий ретчет-ефект [22, 190, 212, 236, 237]. Подальшими напрямками досліджень є вивчення і використання ефектів збільшення густини струму у місцях згину надпровідних містків [238–240] і періодичних наноструктур [232], з’ясування та оптимізація ретчет-ефекту завдяки наноструктуруванню країв містків [230], вдосконалення пінінгу вихорів магнітними мікро- і наноструктурами [241, 242], пошук нових ефектів у градієнтних пінінг-наноструктурах [243, 244], з’я-



сування ефектів нестабільності течії потоку при високих швидкостях вихрового ансамблю [178, 179, 226–228, 245–253], дослідження динаміки вихорів у плівках з градієнтною товщиною [254, 255] і складних тривимірних мікро- і наноархітектурах [112, 113]. Ці дослідження обумовлені як академічним інтересом до різних динамічних режимів у русі вихорів, так і створенням флюксонних приладів. Повертаючись до геометрії плоских надпровідних плівок, треба зазначити, що для створення пінінг-структур у формі дотів (від англ. dot, точка) [213, 256], антидотів [162, 212, 236, 237], смужок [154] і більш складних немагнітних [230–233] і магнітних [151, 257, 258] наноструктур застосовуються, здебільшого, літографічні методи. Всі ці структури, на жаль, мають спільну ваду, яка полягає у тому, що аналітичний опис двовимірної динаміки вихорів у таких системах є дуже складним і, відтак, відсутнім дотепер.

Таким чином, основою сучасних надпровідних приладів є не масивні надпровідники, а тонкі надпровідні *плівки*. Зокрема, у даній роботі розглядаються тонкі плівки, товщина яких  $d$  знаходиться у межах  $2\xi < d < 5\xi$ . Нижня границя нерівності обумовлена запобіганням режиму пригнічення надпровідності малою товщиною плівки, а верхня диктується наміром мати вихори з довжиною, яка лише незначно більш, ніж латеральні розміри його кору  $\sim \xi$ . Для експериментів з “холодними” надпровідниками, які досліджуються у магнітних полях  $H = 10 \text{ мТ} - 100 \text{ мТ}$  для міжвихорової відстані  $a_{\Delta} = (2\Phi_0/H\sqrt{3})^{1/2}$ , відстань між індивідуальними центрами пінінгу повинна бути  $\simeq 500 \text{ нм}$ , а латеральний розмір центрів пінінгу  $\simeq 50 \text{ нм}$ . Відповідно, такі центри пінінгу можуть бути створені *наноструктурами*, найбільш поширеним методом виготовлення яких є електронна літографія. На жаль, ця методика не підходить для створення асиметричних пінінг-наноструктур типу пральної дошки. Саме тому у даній роботі застосовуються *безмаскові методи обробки поверхонь фокусованими пучками іонів та електронів*, деякі аспекти застосування яких будуть висвітлені у главах 5.2.3 і 5.2.4. Обидві технології є комплементарними (видалення матеріалу пучком іонів та осадження матеріалу під дією пучка електронів) і дозволяють створювати також асиметричні пінінг-наноструктури з ландшафтом пральної дошки шляхом завдання різної крутизни схилів каналів наноструктури у файл-макеті.

### 1.2.3. Деякі особливості динаміки вихорів при високих частотах

Відомо, що надпровідні елементи електричних схем характеризуються дисипацією завдяки руху абрикосівських вихорів [259, 260]. Коли вихори незапінінговані, вони підвищують рівень шуму та ймовірність помилкового спрацьовування у надпровідних квантових інтерференційних приладах [261], призводять до помилкового спрацьовування детекторів при реєстрації фотонів [262] і зменшують добротність резонаторів [263, 264] і максимальну корисну потужність [265]. До того ж, депінінг вихорів призводить до лавин потоку у копланарних хвилеводах [266]. Водночас, декілька підходів для зменшення втрат потужності при високих частотах сигналів доповідалися в останні роки. Так, для випадку малих полів (таких, як поле Землі) було показано, що втрати енергії завдяки малої кількості вихорів, які з'являються у надпровіднику при охолодженні у надпровідний стан, можуть бути істотно зменшені шляхом уловлення вихорів у канавку посередині резонатору [264]. Для більших магнітних полів у роботі [263] було показано, що антидоти, які розташовані вздовж кантів провідників можуть суттєво покращити добротність резонаторів на основі копланарних хвилеводів. Однак, для надпровідних містків з шириною  $w \gtrsim 100$  мкм ці підходи не можуть конкурувати із застосуванням наноструктур, які виготовлені на всій поверхні надпровідника, для пінінгу вихорів [162, 212, 260, 267].

Динаміка вихорів при високих частотах зараз інтенсивно досліджується експериментально [161, 162, 182, 212, 259, 260, 263, 266–271]. Головною характеристикою зразка при дослідженні високочастотної динаміки вихорів є частота депінінгу  $f_d$ . Нещодавно було експериментально встановлено, що частота депінінгу зменшується як з підвищенням температури  $T$ , так і магнітного поля  $H$ . Зокрема, вираз  $f_d(T) = f_d(0)[1 - (T/T_c)^4]$  з успіхом застосовувався у роботі Зайцева А. з співавторами [272] для апроксимації експериментальних даних у плівках ВТНП. Водночас, залежність  $f_d(H) = f_d(0)[1 - (H/H_{c2})^2]$  спостерігалася у роботі Янушевича з співпрацівниками [268] для плівок ніобію. Оскільки ці експерименти проводилися для неструктурованих надпровідних плівок і у відсутності постійного струму, вплив періодичного потенціалу пінінгу і постійного струму на  $f_d$  залишався невивченим.

### 1.3. Проблеми дослідження, які розв'язуються у даній роботі

Підбиваючи підсумок стислому огляду проблем дослідження динаміки вихорів у надпровідних плівках, можна стверджувати наступне:

1. Існує величезна кількість робіт, у яких досліджується динаміка вихорів у надпровідниках з наноструктурами різного типу. Завдяки складності потенціалу пінінгу, який індукують такі наноструктури, аналітичний опис резистивних відгуків є дуже складною задачею, внаслідок чого на сьогодні не існує теоретичного опису динаміки вихорів у двовимірних пінінг-наноструктурах.
2. Найбільш узагальнений теоретичний опис динаміки вихорів у надпровідниках для довільних температури, амплітуди і частоти змінного струму, значення постійного струму, а також кута, під яким струм прикладається до каналів потенціалу пінінгу, створено Шкловським В. О. з співавторами у циклі робіт [26, 29–31, 35, 36, 39–41, 160, 174, 175, 177, 184, 273–278]. Тоді як цей опис можливий для потенціалу пінінгу особливої форми пральної дошки, зразки з штучно створеним таким типом потенціалу пінінгу експериментально не досліджувалися.
3. У переважній більшості випадків наноструктури виготовляються за допомогою фото- та електронної літографії. Ці методики, однак, не дозволяють створювати асиметричні пінінг-наноструктури типу пральної дошки. Водночас, згадані структури можуть бути створені безмасковими методами обробки поверхонь фокусованими пучками іонів та електронів. Однак, безмаскові технології для створення пінінг-наноструктур типу пральної дошки ще не застосовувалися. Відповідно, їх вплив на структурні та електричні властивості тонких надпровідних плівок залишається невідомим. Водночас, позитивна якість застосування цих технік для безмаскового осадження наноструктур є очевидною.
4. Дослідження динаміки вихорів проводилися переважно окремо для постійного і змінного струму. Для перевірки теоретичних завбачень у динаміці вихорів в одночасній присутності постійного і змінного струмів при гелієвих температурах потрібна криогенна високочастотна вставка та електронне обладнання, які не доступні у лабораторіях Ворденвебера Р., Сільви. Е., Плоурде Б. та інших.

5. Головною характеристикою зразка при дослідженні високочастотної динаміки вихорів є частота депінінгу. Залежність частоти депінінгу від температури і магнітного поля було нещодавно з'ясовано, однак завдяки відсутності експериментів з наноструктурованими надпровідниками при одночасній присутності постійного струму, вплив періодичного пінінгу та постійного струму на поглинання потужності залишається експериментально не вивченим.

Таким чином, виходячи з стану досліджень динаміки вихорів, який сформувався на кінець 2008 року, і з урахуванням результатів, які доповідалися іншими авторами вже протягом виконання наших досліджень, коло ключових проблем, які планувалося вирішити у даній роботі, було визначено наступними:

1. Теоретично пояснити експериментальні результати Джина з співавторами [212], які залишалися без пояснення, у рамках стохастичної моделі анізотропного пінінгу. в якості першого кроку ставилося завдання проаналізувати ретчет-ефект у косинусоїдальному потенціалі пінінгу типу пральної дошки на основі рівняння Ланжевена для поодинокого вихора. Можливість такого аналізу була пов'язана з нашим досвідом [184] застосування техніки матричних ланцюгових дробів для розв'язку цього рівняння для довільних значень постійного і змінного струму, частоти змінного струму, температури і куту, під яким канали потенціалу пінінгу орієнтовані відносно напрямку транспортного струму. Невідомим, зокрема, залишалось, чи вдасться пояснити походження ретчет-відгуку у граничному випадку низьких частот у термінах аналітичних функцій і положення фазо-синхронних торочок при ненульовій температурі при високих частотах змінного струму. Чи є особливості у поглинанні потужності і постійній напрузі як функціях амплітуди і частоти змінного струму? Виконання цього завдання доповідається у розділі 2.
2. Провести числове модулювання резистивних відгуків для асиметричного потенціалу пінінгу з метою перевірки, чи можна пояснити інверсію ретчет-ефекту, який експериментально спостерігався у роботі Джина Б. з співавторами [212]. При цьому, на відміну від робіт інших авторів, ставилося завдання проаналізу-

вати фізичний сценарій ефекту, як такого, що виникає внаслідок конкуренції фіксованої внутрішньої і регульованої зовнішньої асиметрії потенціалу пінінгу, яка привноситься постійним струмом, розділ 3.

3. Для доповнення академічного інтересу до результатів практичною цінністю і підкреслення потужності стохастичної моделі анізотропного пінінгу для теоретичного опису ретчет-ефектів, які розглядаються у розділах 2 і 3, ставилася задача висвітлити окремі аспекти динаміки вихорів, які би безпосередньо застосувалися у надпровідних флюксонних приладах. Такі прилади представлені надпровідним фільтром, випрямлячем змінного струму, перетворювачем частоти, стохастичним підсилювачем слабких сигналів і генератором імпульсів з регульованою тривалістю у розділі 4. Окремим питанням залишалось, чи можна визначити координатну залежність потенціалу пінінгу з даних про поглинання потужності у надпровіднику у присутності постійного струму, якщо доповнити модель Джиттельмана Дж. і Розенблюма Б. періодичним потенціалом і постійним струмом. Розв'язок такої задачі вдалося з успіхом застосувати до аналізу експериментальних даних у розділі 8 і покласти в основу нового неруйнівного методу характеристизації пінінгу у надпровідниках.
4. Відсутність експериментальних робіт інших авторів з надпровідниками, які містять потенціал пінінгу типу пральної дошки, тобто тип потенціалу, який відповідає модельній системі розділів 2 – 4, змусила нас знайти і вдосконалити методи створення відповідної експериментальної системи. На початок виконання дослідження було зрозуміло, що за допомогою звичайної фотолітографії неможливо виготовити асиметричні пінінг-наноструктури типу пральної дошки, а безмаскові методи обробки поверхонь фокусованими пучками іонів та електронів тільки починали зазнавати свій бурхливий розвиток. У ході дисертаційної роботи були вперше виготовлені пінінг-наноструктури типу пральної дошки за допомогою фрезування канавок на поверхні плівок фокусованим пучком іонів (розділ 6) та осадження наносмужок кобальту на поверхні плівок під дією фокусованого пучка електронів (розділ 9).

5. Для проведення комбінованих вимірювань електричного опору і поглинання потужності високочастотного струму треба було створити експериментальне устаткування і, зокрема, виготовити криогенну вставку з утримувачем зразка. Виконання цього завдання доповідається у розділі 7. Оригінальна криогенна вставка вже декілька років застосовується для експериментальних досліджень з динаміки вихорів у надпровідниках за нерезонансним методом широкосмугової спектроскопії. Технічні особливості вставки дозволяють її застосування також для вимірювань феромагнітного резонансу у магнітних наноструктурах і діелектричної спектроскопії фероелектричних плівок.
6. Однією з довгострокових цілей дослідження динаміки вихорів у наноструктурованих надпровідниках ставилося виведення абрикосівської флюксоніки і ретчет-ефектів на принципово новий рівень функціональності, а саме: такого, що дозволяв би керувати втратами високочастотного сигналу у надпровідних планарних трансмісійних лініях для високочастотних надпровідних приладів і синтезувати квантовані рівні поглинання потужності у флюксонних метаматеріалах. Реалізація високочастотних загороджувальних фільтрів, частоту зрузу яких можна змінювати як величиною, так і полярністю постійного струму, викладається у розділі 8. Доповідаються також високочастотні характеристики першого флюксонного матеріалу з квантованими рівнями поглинання потужності, створеного на основі надпровідних плівок з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки.
7. Нарешті, дослідження динаміки вихорів у плівках ніобію, декорованих наносмужками кобальту, торкнули питання щодо надпровідного ефекту близькості у нанорозмірних структурах у розділі 9. Зокрема, в останні два роки особливості вихорового стану у феромагнітному матеріалі, у якому надпровідність індукується на масштабі  $\sim 1$  мкм (так званий ефект близькості далекої дії), привернули увагу багатьох дослідників. У той час як необхідною умовою для існування цього ефекту є локальна магнітна неоднорідність феромагнетика, технологій модифікацій локальних структурних і магнітних властивостей кобальтових наносмужок до проведення даного дисертаційного дослідження не існувало.

## РОЗДІЛ 2

### РЕТЧЕТ-ЕФЕКТ У СИМЕТРИЧНОМУ ПОТЕНЦІАЛІ ПІНІНГУ

В експериментальній роботі Джина з співавторами [212] спостерігалось виникнення постійної напруги (ретчет-ефект) у плівках свинцю з асиметричними наноструктурами, залежність критичного струму від частоти змінного струму, особливості типу торочок у ретчет-відгуці, послаблення ретчет-ефекту при дуже високих частотах і зміна знаку ретчет-напруги при певних вхідних параметрах. Завдяки складності потенціалу пінінгу автори роботи [212] не були в змозі пояснити ефекти, які спостерігалися, у рамках єдиної самоузгодженої моделі. Це зумовило необхідність створення теоретичного опису ретчет-ефекту, яке було запропоновано нами для випадку *більш простого, симетричного потенціалу пінінгу типу пральної дошки* і викладається у цьому розділі.

Зокрема, у розділі досліджується теоретично вплив змінного струму довільної амплітуди і частоти на ретчет-відгук і поглинання потужності змінного струму у надпровідній плівці з косинусоїдальним потенціалом пінінгу типу пральної дошки при скінченних температурах. Задача розглядається у наближенні поодинокого вихора, на основі точного розв'язку рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів. Вирази для напруженості електричного поля і поглинання потужності аналізуються як функції амплітуди і частоти змінного струму, величини постійного струму і температури у широкому діапазоні відповідних безрозмірних параметрів. Окрему увагу приділяється фізичній інтерпретації завбачених ефектів у квазістатичному і високочастотному режимі для нульової температури та їх порівнянню з точними результатами. Результати теоретичного розгляду якісно пояснюють експериментальні результати роботи [212] за винятком зміни знаку ретчет-напруги (так звану інверсію ретчет-ефекту), яку, проте, вдається теоретично з'ясувати після введення асиметрії у потенціал пінінгу у розділі 3. Результати розділу оприлюднені у журнальних статтях [26, 31].

## 2.1. Формулювання і розв’язок задачі

### 2.1.1. Термінологія і структура розділу

Вихровий ретчет (ratchet, заскочник) — це система, у якій вихор може набути орієнтований (випрямлений) дрейфовий рух при наявності асиметричного періодичного потенціалу пінінгу (ППП) у присутності детерміністських або стохастичних сил з нульовими середніми значеннями за часом [22, 188, 189]. Асиметрія ППП визначається відносно інверсії полярності транспортного струму. Існує дві принципово різних можливості привнести асиметрію ППП у систему. У першому випадку сам ППП може бути асиметричним, і такий ретчет називають *хитний ретчет* (rocking ratchet). Такий ретчет розглядається у розділі 3. У другому випадку початковий ППП є симетричним, а його асиметрія з’являється у присутності постійної рушійної сили. Такий ретчет називають *схилений ретчет* (tilted ratchet). Незалежно від джерела асиметрії головною рисою ретчетів є їх властивість випрямлювати рух вихорів. Так, прикладення змінного струму до надпровідника з асиметричним ППП призводить до випрямленого руху вихорів, який визначається тільки асиметрією ППП [22]. Завданнями даного розділу є проаналізувати напруженість постійного електричного поля і поглинання потужності змінного струму як функції амплітуди і частоти змінного струму, величини постійного струму і температури. Окрема увага приділяється фізичній інтерпретації завбачених ефектів у квазістатичному і високочастотному режимі для нульової температури та їх порівнянню з точними результатами. Зокрема, ретчет-ефект, що обговорюється, являє собою фізичну основу для випрямляча змінного струму, вікно робочих параметрів якого розглядається у главі 4.1.

Розділ має наступну структуру. У главі 2.1.2 представлено модель і рівняння Ланжевена, яке є головним рівнянням задачі, що розглядається. Вирази для напруженості електричного поля і поглинання потужності доповідаються у главі 2.1.3 та аналізуються як функції своїх аргументів у главі 2.2. Граничні випадки низьких і високих частот розглядаються у главі 2.3, після чого результати обговорюються у главі 2.4 з перспективою їх узагальнення для асиметричного потенціалу у розділі 3.



### 2.1.2. Геометрія задачі і рівняння Ланжевена

Розглядається динаміка поодинокого вихора у надпровіднику з ППП, геометрію діючих сил для якого зображено на рис. 2.1. Теоретичний опис проводиться на основі рівняння Ланжевена для вихора, що рухається зі швидкістю  $\mathbf{v}$  у магнітному полі  $\mathbf{B} = nB$  ( $B \equiv |\mathbf{B}|$ ,  $\mathbf{n} = n\mathbf{z}$ , де  $\mathbf{z}$  — орт у напрямку  $z$  і  $n = \pm 1$ ), яке у нехтуванні ефектом Холла має наступний вигляд:

$$\eta \mathbf{v} = \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_{th}, \quad (2.1)$$

де  $\mathbf{F}_L = n(\Phi_0/c)\mathbf{j} \times \mathbf{z}$  — сила Лоренца,  $\Phi_0$  — квант магнітного потоку і  $c$  — швидкість світла. У рівнянні (2.1)  $\mathbf{j} = \mathbf{j}(t) = \mathbf{j}^{dc} + \mathbf{j}^{ac} \cos \omega t$ , де  $\mathbf{j}^{dc}$  і  $\mathbf{j}^{ac}$  — густина постійного і густина амплітуди змінного струму відповідно і  $\omega$  — кутова частота.  $\mathbf{F}_p = -\nabla U_p(x)$  — сила анізотропного пінінгу,  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos kx)$  — ППП з  $k = 2\pi/a$  [171, 180, 279, 280], де  $U_p$  і  $a$  — його глибина і період відповідно.  $\mathbf{F}_{th}$  — термофлуктуаційна сила і  $\eta$  — вихорова в'язкість. Термофлуктуаційна сила  $\mathbf{F}_{th}(t)$  моделюється гаусовим білим шумом, стохастичні властивості якого задаються співвідношеннями  $\langle F_{th,i}(t) \rangle = 0$ ,  $\langle F_{th,i}(t) F_{th,j}(t') \rangle = 2T\eta \delta_{ij} \delta(t - t')$ , де  $T$  — температура в енергетичних одиницях,  $\langle \dots \rangle$  позначає статистичне середнє,  $F_{th,i}(t)$  з  $i = x, y$  —  $i$ -та компонента  $\mathbf{F}_{th}(t)$  і  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

### 2.1.3. Вирази для величин, що спостерігаються

Рівняння (2.1) може бути розв'язано у термінах матричних ланцюгових дробів [184] для визначення наступних фізичних величин: незалежної від часу напруженості постійного електричного поля і напруженості змінного електричного поля для стаціонарного відгуку на частоті  $\omega$ , який не залежить від початкових умов. Обидві величини визначаються компонентами середньої напруженості електричного поля, яка виникає завдяки руху вихрової системи,  $\langle \mathbf{E}(t) \rangle$ . Незалежні від часу компоненти останньої,  $\langle E_x^{dc} \rangle_0^\omega$  і  $\langle E_y^{dc} \rangle_0^\omega$  [184], мають вид:

$$\begin{cases} \langle E_y^{dc} \rangle_0^\omega = n\rho_f j_c (j^{dc} - \langle \sin x \rangle_0^\omega) = \rho_f v_0^\omega j_y^{dc}, \\ \langle E_x^{dc} \rangle_0^\omega = \rho_f j_x^{dc}. \end{cases} \quad (2.2)$$

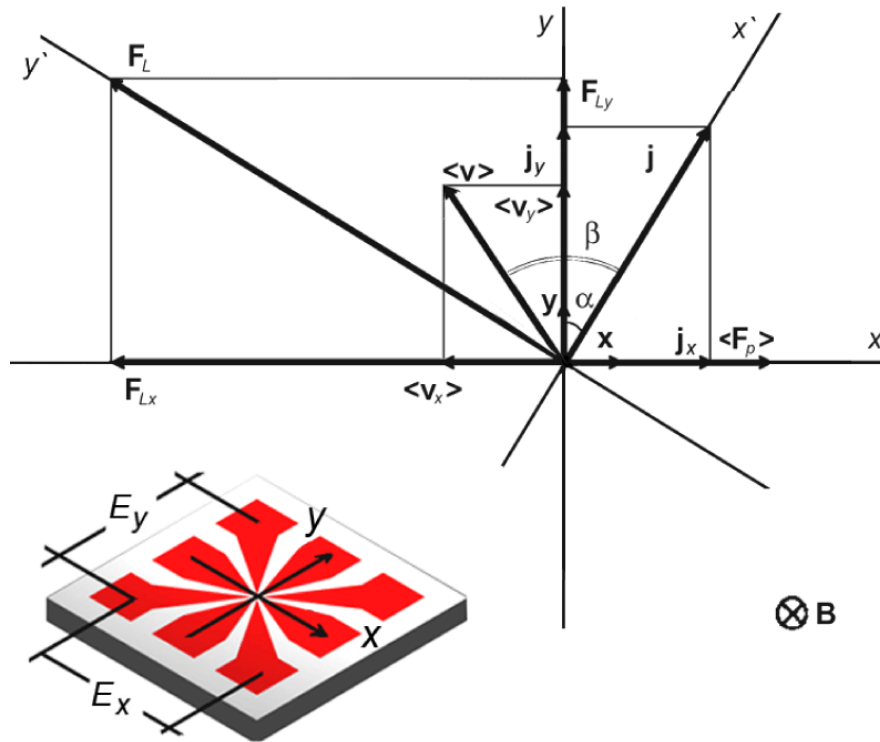


Рис. 2.1. Геометрія задачі: система координат  $xy$  з ортами  $x$  і  $y$  пов'язана з каналами ППП, які паралельні вектору  $y$ . Координатна система  $x'y'$  пов'язана з напрямком густини транспортного струму  $\mathbf{j} = j^{dc} + j^{ac} \cos \omega t$ , де  $\alpha$  — кут між  $\mathbf{j}$  і  $y$ , а  $\beta$  — кут між вектором середньої швидкості  $\langle \mathbf{v} \rangle$  і  $\mathbf{j}$ .  $\langle \mathbf{F}_p \rangle$  — середня сила пінінгу, що виникає завдяки ППП типу пральної дошки,  $\mathbf{F}_L$  — сила Лоренца для вихора і  $\mathbf{B}$  — вектор індукції магнітного поля, який є перпендикулярним до площини зразка. Вставка: схематична конфігурація зразка у загальному випадку. Величинами, що спостерігаються експериментально, є компоненти напруженості електричного поля  $E_x$  і  $E_y$  і поглинання потужності змінного струму  $\mathcal{P}$ .

де  $\rho_f \equiv B\Phi_0/\eta c^2$  — питомий опір течії магнітного потоку,  $j_c \equiv cU_p k/2\Phi_0$ ,  $j_y^{dc} = j^d \cos \alpha$ ,  $j_x^{dc} = j^d \sin \alpha$ ,  $j^d = |j^{dc}|$  і  $v_0^\omega \equiv v_0(\omega, j^{dc}, j^{ac}, T)$  — ефективна рухливість вихора під дією ефективної рушійної сили  $j^{dc} \equiv n j_y^{dc}/j_c$  у напрямку  $x$ , яка має вигляд:

$$v_0^\omega \equiv 1 - \langle \sin x \rangle_0^\omega / j^{dc}. \quad (2.3)$$

Величина  $\langle \sin x \rangle_0^\omega$  являє собою незалежну від часу статичну середню силу пінінгу, яка визначається за виразом (24) роботи [184].

Нелінійне поглинання потужності змінного струму в одиниці об'єму, що усереднено за періодом змінного струму, визначається за рівнянням (85) роботи [184]:

$$\bar{\mathcal{P}}(\omega) = \rho_f/2 \cdot (j^{ac})^2 [\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \operatorname{Re} Z_1(\omega)], \quad (2.4)$$

де

$$Z_1(\omega) = 1 - \langle \sin x \rangle_{t1} / j^{ac} \quad (2.5)$$

— нелінійний імпеданс, у якому  $\langle \sin x \rangle_{t1}$  — залежна від часу динамічна середня сила пінінгу, яка визначається за рівнянням (24) роботи [184], і  $j^{ac} \equiv n j_y^{ac} / j_c$ ,  $j_y^{ac} = j^a \cos \alpha$ ,  $j_x^{ac} = j^a \sin \alpha$  і  $j^a = |j^{ac}|$ .

Вирази (2.3), (2.4) і (2.5) є еквівалентними виразам (3.8), (3.17) і (3.10) у наступному розділі, якщо знехтувати ефектом Холла (параметр  $D = 1$ ) і покласти параметр асиметрії  $e = 0$ , які вводяться і пояснюються у главі 3.1.2. Вирази (2.3), (2.4) і (2.5) є основними для графічного аналізу, який проводиться у наступній главі.

## 2.2. Графічний аналіз результатів

Завданням цієї глави є фізичний аналіз ретчет-властивостей нелінійної динаміки вихорів у присутності постійного і змінного струмів. Вивчається поведінка двох фізичних величин, які можуть спостерігатися експериментально, — напруженості постійного електричного поля  $E^d$  і поглинання потужності змінного струму  $\bar{\mathcal{P}}$  (обидві величини в одиницях питомого опору течії потоку  $\rho_f$ ) як функцій *безрозмірних вхідних параметрів*, а саме: густини постійного струму  $\xi^d = j^d / j_c$ , густини амплітуди змінного струму  $\xi^a = j^a / j_c$  і частоти змінного струму  $\Omega = \omega \hat{\tau}$ , де  $\hat{\tau} \equiv 2\eta / (U_p k^2)$  є характерним часом релаксації вихора. Треба зауважити, що рівняння (2.2)-(2.5) одержані для довільних кутів  $\alpha$ . Однак, для більш наглядної фізичної інтерпретації результатів у цій главі буде розглядатися випадок  $\alpha = 0^\circ$ . У такій геометрії обидва струми протікають паралельно каналам ППП і провокують рух вихорів уперек цих каналів. Саме тому протягом усього розділу розглядається тільки у-компонента для ретчет-відгуків, і для спрощення запису індекс у і позначення  $\langle \dots \rangle$  випускаються.

Числове моделювання проводиться для оберненої безрозмірної температури  $g \equiv U_p/2T = 100$ , яка являє собою резонне значення для тонких плівок ніобію з періодичними пінінг-наноструктурами, для яких типова енергія активації анізотропного пінінгу сягає  $U_p \simeq 1000 \div 5000$  К при  $T \approx 8$  К (розділ 6). Частота  $\Omega$  вимірюється в одиницях частоти депінінгу  $\omega_p = 1/\hat{\tau}$ , яка визначає кросовер від слабо дисипативного до сильно дисипативного режиму у динаміці вихорів. Для плівок ніобію з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки, які досліджуються експериментально у розділах 7 і 8, типова оцінка для  $f_p = \omega_p/2\pi \simeq 3$  ГГц.

Моделювання відгуків, які одержано у термінах матричних ланцюгових дробів, проводилося наступним чином. При обчислюванні нескінченний матричний дріб за виразом (20) роботи [184] (див. також вираз (A.11) у Додатку А) було апроксимовано матричним дробом скінченного порядку. Це було реалізовано прирівнюванням  $Q_m = 0$  при певному  $m = M$ , у той час як розмір матриці  $Q_m$  і вектор-стовпців  $C_m$  було обмежено заздалегідь визначеним  $K$  (структура матриць подібна до структури матриці за виразом (A.9)). Обидва  $M$  і  $K$  залежать від параметрів  $g$ ,  $\xi^a$  і кількості гармонік, які планується враховувати. Числове моделювання відгуків виконувалося на основі власноруч написаного коду у системі комп'ютерної алгебри Maple. Використовувалися значення  $K = 31$  і  $M = 100 \div 300$  для обчислювання компонент  $F_k^1(\omega)$  з  $k$  до 10,  $\xi^a$  до 10, і  $g = 100 \div 1000$ , які забезпечили точність обчислення не гірше, ніж чотири значущі цифри у переважній більшості випадків.

### 2.2.1. Напруженість постійного електричного поля

Одне з найважливіших питань при аналізі функції  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  за виразом (2.2) міститься у визначенні залежності густини змінного струму,  $\xi_c^a(\Omega, \xi^d)$ , при якому спостерігається кросовер від бездисипативного до дисипативного стану, від частоти змінного і значення постійного струму, тобто кросовер від  $E^d = 0$  при  $\xi^a < \xi_c^a$  до  $E^d > 0$  при  $\xi^a > \xi_c^a$ . Відповідно, розглянемо залежність ретчет-напруги  $E^d(\xi^a|\Omega, \xi^d)$  при низьких ( $\Omega = 0.01$ ), середніх ( $\Omega = 1$ ) і високих частотах ( $\Omega = 3$ ) на рис. 2.2 для однакового ряду густин постійного струму.

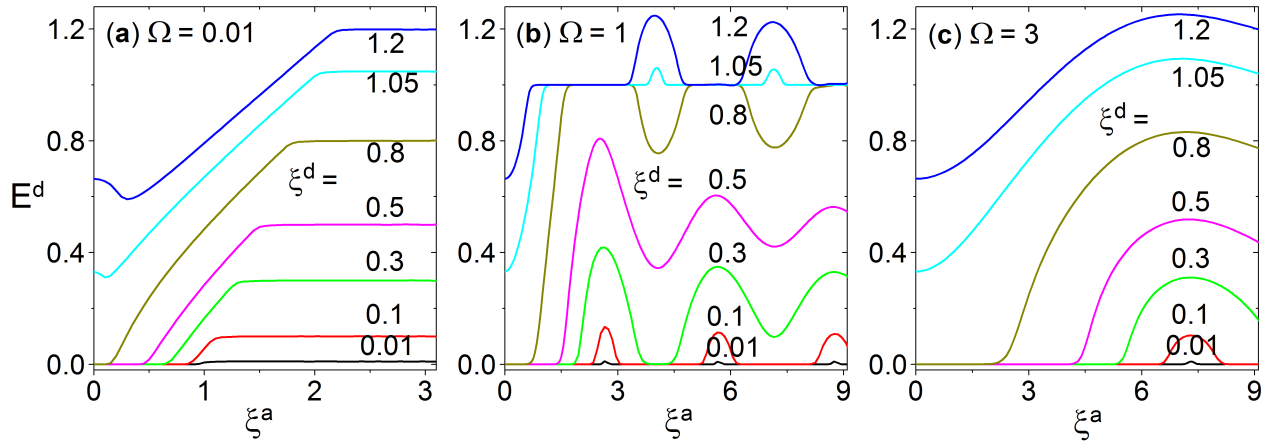


Рис. 2.2. Ретчет-напруга  $E^d$  як функція густини амплітуди змінного струму  $\xi^a$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$  у квазістатичному (а), середньочастотному (б) і високочастотному (в) режимах.

Розглянемо перш за все криві на рис. 2.2(а) при  $\Omega = 0.01$ , тобто у квазістатичному режимі. При великих  $\xi^a$  для всіх кривих  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega \ll 1) \simeq \xi^d$ , що відповідає розмірному значенню питомого опору течії потоку, оскільки  $E^d/\xi^d = 1$ . При невеликих  $\xi^a$  спостерігається різна поведінка кривих при  $\xi^d > 1$  і  $\xi^d < 1$ , а саме: при  $\xi^d = 1.05$  і  $\xi^d = 1.2$  ретчет-відгук не має порогу, у той час як критичне значення  $\xi_c^a$  відмежовує бездисипативний і дисипативний режим при  $\xi^d < 1$ . Величина  $\xi_c^a$  є спадною функцією  $\xi^d$  і, кількісно,  $\xi_c^a = 1 - \xi^d$ , що легко бачити для квазістатичного режиму. Фізичною причиною для щойно зауваженої різниці у поведінці кривих є той факт, що при  $\xi^a = 0$  і  $\xi^d > 1$  вихор знаходиться у *рухомому стані* (running state) зі злегка осцилюючою миттєвою швидкістю  $dx/dt$  і, отже, ненульовим середнім електричним полем  $E$ , тоді як при  $\xi^d < 1$  вихор знаходиться в ямі ППП, і це відповідає *локалізованому стану* (localized state). Реалізацію того чи іншого режиму буде пояснено на рис. 2.3(б), а осциляції миттєвої швидкості вихора буде проаналізовано у главі 4.4 у контексті застосування цього ефекту для генераторів імпульсів.

При переході від низьких ( $\Omega = 0.01$ ) до середніх ( $\Omega = 1$ ) частот виникають декілька нових рис на рис. 2.2(б) у порівнянні з квазістатичним режимом.

По-перше, критичні значення  $\xi_c^a(\Omega = 1, \xi^d)$  стають більшими ніж ті, що спостерігалися для  $\Omega = 0.01$  при відповідних субкритичних значеннях постійного струму,

тобто  $\xi^d < 1$ . Для висвітлювання цього ефекту у деталях, на рис. 2.3(a) показано залежності  $\xi_c^a(\Omega)$  для ряду густин постійного струму. Усі криві поводять себе якісно однаково, а саме: мають нульове плато при  $\xi^a < \xi_c^a$ , лінійну залежність при  $\xi^a > \xi_c^a$  і нелінійний кросовер при  $\xi^a \gtrsim \xi_c^a$ . Ці сегменти відповідають квазістатичному, середньочастотному і високочастотному режимам, які відмежовано горизонтальними прямими  $\Omega \simeq 0.1$  і  $\Omega \simeq 1$  відповідно. Треба зауважити, що криві  $\xi_c^a(\Omega)$  на рис. 2.3(a), які розраховані для косинусоїдального ППП у присутності постійного струму, якісно подібні до кривих, що спостерігалися експериментально у надпровідних плівках свинцю з асиметричним потенціалом пінінгу у відсутності постійного струму [212]. Частоту переходу від квазістатичного до високочастотного режиму було оцінено як 1 МГц для тієї системи [212]. Як було спостережено у наших експериментах, для ніобію ця частота знаходиться поблизу 10 МГц [43].

По-друге, різниця між поведінками кривих  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  з'являється при  $0.4 \lesssim \xi_{middle}^d \lesssim 0.7$ , де вони осцилюють, і кривих при  $\xi^d \lesssim 0.4$  і  $\xi^d \gtrsim 0.7$ , які мають вид фазо-синхронних торочок. Тоді як при малих  $\xi^d$  торочки синхронізуються до значення  $E^d = 0$ , при великих  $\xi^d \gtrsim 0.7$  сталі сегменти відповідають  $E^d = 1$ . У главі 2.3 положення цих торочок будуть обговорюватися більш детально у термінах функцій Бесселя, що являє собою підхід, оригінально викладений у роботах [281, 282] і застосований [283] для  $\Omega = 1$ . Так, автори роботи [283] розв'язували рівняння Ланжевена для розрахування динамічної вольт-амперної характеристики (ВАХ) джозефсонівського переходу, шунтованого опором. Для моделі ж, що розглядається у даній роботі, у главі 2.3.1 буде порівняно точні результати розв'язку рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів з наближеним розв'язком при нулі температур.

Нарешті, розглянемо криві на рис. 2.2(c) при  $\Omega = 3$ . Із аналізу вище стає зрозумілим, що при  $\xi^d > 1$  ретчет-відгуки  $E^d$  є неперервно осцилюючими кривими без порогів. Водночас, при  $\xi^d < 1$  відгуки демонструють пороги, значення яких зменшується при збільшенні  $\xi^d$ . Як і у попередньому випадку, цікавою особливістю залежності  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  на 2.2(b,c) є можливість для  $E^d$  зменшуватися періодично (іноді

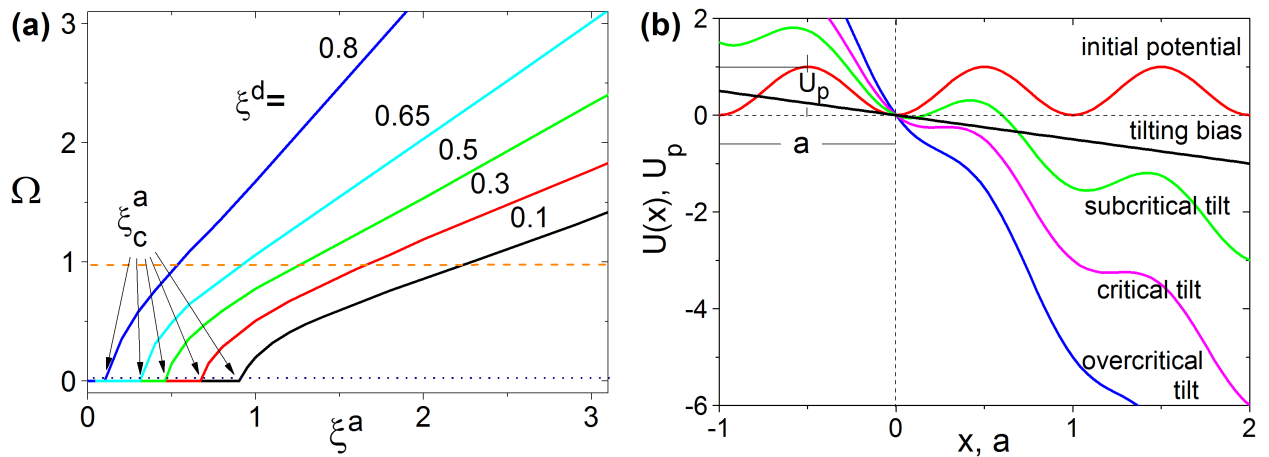


Рис. 2.3. (а) Частотна залежність  $\xi_c^a$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$ . Синя і помаранчева прямі умовно відмежують квазістатичний ( $\Omega \ll 1$ ), середньочастотний ( $\Omega \sim 1$ ) і височастотний ( $\Omega \gg 1$ ) режими. (б) Модифікація ефективного потенціалу пінінгу  $U(x) \equiv U_p(x) - Fx$  при поступовому збільшенні компоненти сили Лоренца  $F$  у напрямку  $x$ , де  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos kx)$  — періодичний потенціал пінінгу (ППП) з глибиною  $U_p$  і періодом  $a = 2\pi/k$ . Оскільки початковий потенціал є симетричним, тобто  $U_p(-x) = U_p(x)$ , він може проявляти ретчет-властивості тільки у присутності зовнішнього постійного струму, який зумовлює його похил. У відсутності змінного струму і при  $T = 0$  для простоти, у залежності від значення постійного струму може бути реалізовано два якісно різних режими у динаміці вихора. (і) Якщо  $F < F_p$ , то незважаючи на схилення початкового потенціалу, середнє положення вихора залишається в ямі потенціалу, що називається *локалізованим станом* вихора. При критичному схиленні ППП, коли  $F = F_p$ , правий бар'єр зникає. (іі) Якщо  $F > F_p$ , напрямком руху вихора співпадає з напрямком рушійної сили  $F$ , що відповідає *рухому стану* вихора. У цьому режимі миттєва швидкість вихора осцилює з частотою  $\Omega \approx \sqrt{(\xi^d)^2 - 1}$ , як було показано у роботі [276].

до нуля) при збільшенні амплітуди  $\xi^a$ . Така поведінка  $E^d$  суттєво відрізняється від поведінки звичайної ВАХ для постійного струму, яка є зростаючою функцією  $\xi^d$ .

Розглянемо тепер частотні залежності ретчет-напруги  $E^d$  при фіксованих  $\xi^a$  і  $\xi^d$  на рис. 2.4 при малих ( $\xi^a = 0.5$ ), помірних ( $\xi^a = 1$ ) і великих ( $\xi^a = 3$ ) амплітудах змінного струму.

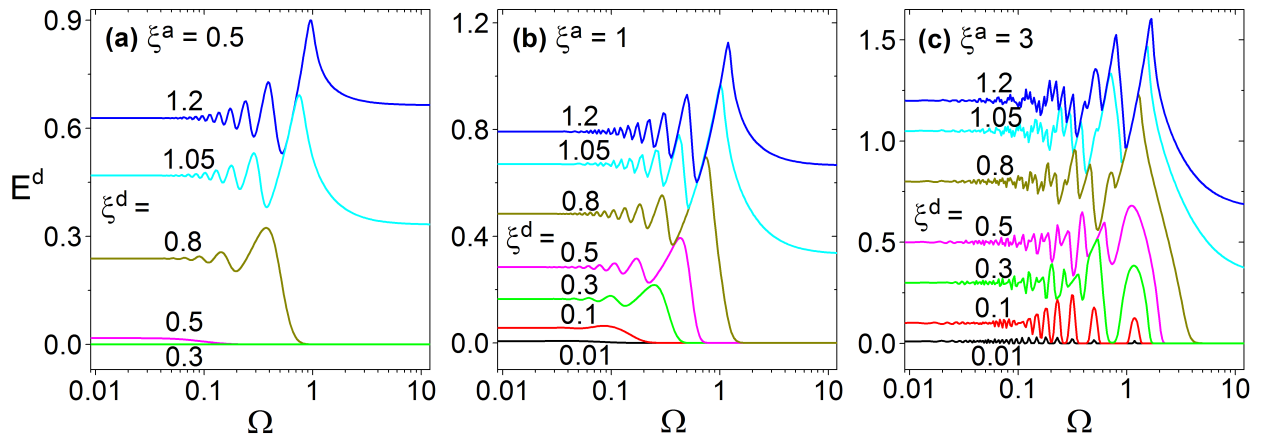


Рис. 2.4. Ретчет-напруга  $E^d$  як функція частоти  $\Omega$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$  при малих (а), помірних (б) і великих (с) амплітудах змінного струму.

При малій амплітуді змінного струму  $\xi^a = 0.5$  на рис. 2.4(а) відгук є нульовим незалежно від частоти при усіх  $\xi^d < 0.5$ . Така поведінка зрозуміла, оскільки ступеня асиметрії, яку привнесено постійним струмом, ще недостатньо для долання бар'єру (тобто виникнення ретчет-ефекту), яке стає можливим щойно як  $\xi^d + \xi^a > 1$ . При збільшенні  $\xi^d = 0.5$  до  $\xi^d = 0.8$  ситуація змінюється, як очікувалося: при низьких частотах падіння напруги стає суттєвим, тоді як бездисипативний відгук спостерігається у височастотному режимі. Перший ефект є наслідком рухомого стану вихора, у той час коли другий є ознакою його локалізованого стану. Ці режими відмежовані частотою  $\Omega_c \equiv \Omega(\xi^d, \xi^a)$ , яку було зображено на рис. 2.3(а) та яка істотно залежить від  $\xi^d$  і  $\xi^a$ . Значення густини постійного струму  $\xi^d$  визначає асиметрію ППП і, що важливо, — час, який є потрібним вихору для руху з однієї ями ППП до іншої. Водночас,  $\xi^a$  являє собою змінну рушійну силу, яка також “конкурує” з висотою бар'єру оригінально симетричного ППП. Фізично це означає, що якщо частота змінного струму  $\omega$  набагато менша частоти депінінгу  $\omega_p \sim \hat{t}^{-1}$ , то реалізується рухомий стан вихора, у якому вихор може пройти декілька ям ППП за один період змінного струму. Для фіксованої амплітуди  $\xi^a$  і частоти  $\Omega$  кількість ям ППП, які вихор проходить за один період змінного струму, зростає по мірі збільшення густини постійного струму, що призводить до збільшення критичної частоти. Подальша цікава особливість кривих  $E^d(\Omega)$  проявляється у вигляді максимуму при  $\Omega \simeq 1$ . Його амплітуда зростає зі збільшенням частоти змінного струму.



Поведінку кривих  $E^d(\Omega|\xi^d, \xi^a)$ , що зображені для  $\xi^a = 3$  на рис. 2.4(с) для сильних змінних струмів, можна охарактеризувати наступним чином. У квазістатичному режимі, коли  $\Omega \ll 1$ , функція  $E^d(\Omega|\xi^d, \xi^a)$  приймає значення, що співпадають зі значеннями постійного струму  $\xi^d$ . При високих частотах  $\Omega > 1$  і субкритичних струмах  $\xi^d < 1$  криві швидко спадають до нуля, у той час як при закритичних значеннях  $\xi^d > 1$  криві загасають значно довше. У режимі помірних частот, коли  $\Omega \simeq 1$ , криві осцилюють і досягають максимумів, за якими й починається щойно згадане загасання. Фізично це відповідає істотному зменшенню часу  $T_\omega/2$ , де  $T_\omega$  — період змінного струму, протягом якого рушійна сила зберігає свій напрямок. Відповідно, при збільшенні частоти вихор не має часу потрапити у подальші ППП ями через те, що зсунення вихора за час  $T_\omega$  стає меншим, ніж період ППП навіть при великих амплітудах  $\xi^a$ .

У підсумку, завбачена ретчет-поведінка  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  відрізняється істотно у широкому діапазоні частот  $\Omega$ , значень амплітуди змінного струму  $\xi^a$  і постійного струму  $\xi^d$ . У всьому частотному діапазоні це проявляється крізь поведінку випрямляча, верхню межу частоту якого може бути налаштовано значенням постійного струму. Застосування цього ефекту буде обговорюватися у главі 4.1. Окрім цього, при  $\xi^d \lesssim 0.4$  і  $\xi^d \gtrsim 0.7$  криві демонструють фазо-синхронні торочки, а при  $0.4 \lesssim \xi_{middle}^d \lesssim 0.7$  сильно осцилюють, що буде пояснено у главі 2.3.1.

### 2.2.2. Поглинання потужності змінного струму

У цій главі розглядається поглинання потужності змінного струму  $\bar{\mathcal{P}}$  як функція безрозмірних густини постійного струму  $\xi^d$ , густини амплітуди змінного струму  $\xi^a$  і частоти  $\Omega$ . Обговорюються графіки  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  і  $\text{Re}Z_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  у порівнянні один до одного.

Перед початком аналізу важливо наголосити, що  $\Omega = \omega\hat{\tau}$ , де  $\hat{\tau}$  — час релаксації і  $\omega_p \sim \hat{\tau}^{-1}$  — частота депінінгу у лінійному наближенні при  $\xi^d = 0$ . Треба підкреслити, що залежність критичної частоти  $\Omega_c$  від постійного струму, яку було розглянуто у попередньому розділі, і частоти депінінгу  $\omega_p$  від постійного струму є якісно

протилежними. У той час як частотна залежність появи першої “Шапіро-аномалії” у  $E^d(\xi^d)$  має вигляд  $\Omega = \sqrt{(\xi^d)^2 - 1}$  [284] для закритичних струмів, залежність частоти депінінгу від постійного струму  $\omega_p(\xi^d) = \omega_p \sqrt{1 - (\xi^d)^2}$  було одержано у лінійному наближенні  $\xi^a \rightarrow 0$  для субкритичних постійних струмів при  $T = 0$  тільки нещодавно [276]. Зокрема, у роботі [276] було показано, що  $\omega_p(\xi^d)$  зменшується по мірі зростання  $\xi^d$  у межах  $0 < \xi^d < 1$ . Фізичне значення  $\omega_p(\xi^d)$  при низьких температурах ( $g \gg 1$ ) впливає з того факту, що при низьких частотах  $\omega \ll \omega_p(\xi^d)$  (тобто при  $\Omega \ll 1$ ) сили пінінгу домінують і резистивний відгук вихорів  $\rho_v$ , який визначає поглинену потужність  $\bar{\mathcal{P}}$ , є слабо дисипативним, у той час як при високих частотах  $\omega \gg \omega_p(\xi^d)$  (тобто при  $\Omega \gg 1$ ) сили тертя домінують і  $\rho_v$  є сильно дисипативним.

Усереднена за періодом змінного струму потужність  $\bar{\mathcal{P}}(\omega)$ , що поглинається в одиниці об’єму, має вигляд:

$$\bar{\mathcal{P}}(\omega) = (\rho_f/2)[(\xi_x^a)^2 + (\xi_y^a)^2 \text{Re}Z_1(\omega)], \quad (2.6)$$

де  $Z_1(\xi^a, \xi^d, \Omega, \alpha, g)$  — нелінійний імпеданс, що залежить від частоти і значень постійного і змінного струму. Для з’ясування поведінки  $\mathcal{P}(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  у випадку  $\alpha = 0^\circ$  достатньо проаналізувати резистивність  $\rho_1 \equiv \text{Re}Z_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  як функцію її параметрів.

Графіки  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  побудовано для тих самих значень  $\xi^d$ , як і для ретчет-напруги у попередньому розділі. Розглянемо спочатку криві  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  на рис. 2.5(а) при  $\Omega = 0.01$ , що відповідає квазістатичному випадку  $\omega \ll \omega_p(\xi^a)$ . У цьому режимі локалізований стан вихора реалізується при  $\xi^d < 1$ , а рухомий стан вихора — при  $\xi^d > 1$ . Для малих значень постійного струму  $\xi^d < 1$  у кривих  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega = 0.01)$  виникає поріг поглинання при  $\xi^a = \xi_c^a$ . Тут  $\xi_c^a$  співпадає з критичною амплітудою змінного струму у відповідних кривих  $E^d(\xi^a|\xi^d < 1, \Omega = 0.01)$ . Фізику виникнення цього порогу для квазістатичного випадку  $\Omega = 0.01$  можна пояснити за допомогою вже з’ясованої залежності  $\omega_p(\xi^d)$ . При субкритичних амплітудах змінного струму і закритичних постійних струмах, наприклад, при  $\xi^d = 1.05$ , внаслідок рухомого вихорового стану  $\rho_1$  сягає великих значень. По мірі зростання  $\xi^a$  криві демонструють слабкий мінімум і, нарешті, досягають одиниці.

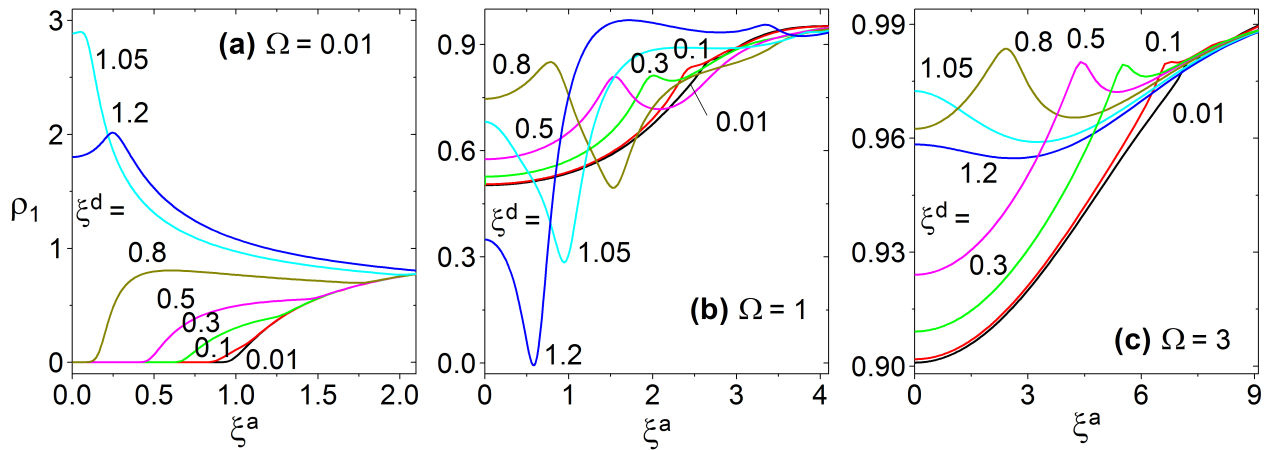


Рис. 2.5. Резистивність  $\rho_1$  як функція  $\xi^a$  для ряду частот  $\Omega$  і густин постійного струму  $\xi^d$  у квазістатичному режимі (a), режимі помірних (b) і високих (c) частот.

У випадку помірних частот на рис. 2.5(b) для  $\Omega = 1$  криві  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  починаються з ненульового значення незалежно від значення постійного струму  $\xi^d$ . Треба підкреслити також їх різну поведінку при субкритичних і закритичних значеннях постійного струму. При закритичних постійних струмах реалізується рухомий стан вихора з слабко осцилюючою миттєвою швидкістю. Усупереч, при субкритичних струмах вихор знаходиться у локалізованому стані і осцилює у межах потенціальної ями і, якщо частота зовнішнього збудження перевищує частоту депінінгу  $\omega_p(\xi^d)$ , більший рівень дисипації стає результатом таких осциляцій. Залежність резистивності від постійного струму при  $\xi^d < 1$  для малих амплітуд змінного струму і  $\Omega \ll 1$  обговорювалася раніше.

Для кривих на рис. 2.5(b) треба відмітити, що при близькритичних постійних струмах  $\xi^d = 0.8; 1.05; 1.2$  вони демонструють мінімуми, які майже непомітні при  $\xi^d \lesssim 0.5$ . Зокрема, на рис. 2.6 зображено зміну знака  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  як функції  $\xi^a$  і  $\xi^d$  при закритичних постійних і слабких змінних струмах. Важливо, що положення сингулярності у  $\rho_1(\xi^d, \xi^a)$  описується виразом  $\xi^d = \sqrt{1 + \Omega^2}$  та одержано при ненульових амплітуді змінного струму і температурі. Подібна сингулярність у задачі про імпеданс джозефсонівського контакту обговорювалася раніше у граничному випадку малої амплітуди змінного струму при нульовій температурі [285]. На відміну від результатів роботи [285], проведений аналіз виявляє, що сингулярність залишається при скінченій температурі і субкритичній амплітуді  $\xi^a > 0$ . Аналіз, зокрема,

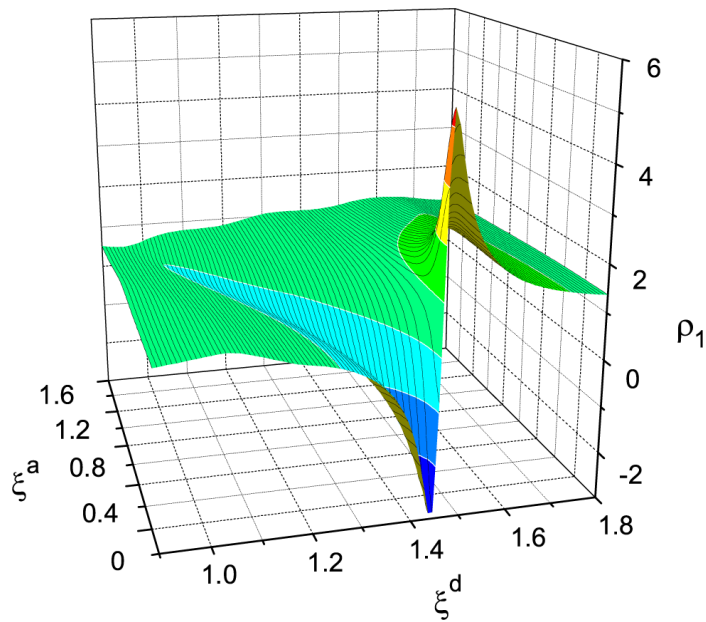


Рис. 2.6. Резистивність  $\rho_1$  як функція густини амплітуди змінного струму  $\xi^a$  і густини постійного струму  $\xi^d$  при  $\Omega = 1$ . Сингулярність за  $\xi^d$  має наслідком зміну знаку  $\rho_1(\xi^d, \Omega)$  при закритичних постійних струмах  $\xi^d \geq 1$ . Положення мінімуму може бути знайдено за виразом  $\xi^d = \sqrt{1 + \Omega^2}$ .

виявляє, що залежність  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  від  $\xi^a$  не така швидка, як від  $\xi^d$ . Оскільки температура розмиває сингулярність і за  $\xi^a$ , і за  $\xi^d$ , зазначений мінімум стає сильніше вираженим при більш низьких температурах ( $g > 100$ ).

При розгляді функції  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  при високих частотах на рис. 2.5(с) можна помітити, що  $\rho_1(\xi^a|\xi^d, \Omega)$  наближається до одиниці навіть при дуже малих  $\xi^a$ , що є наслідком співвідношення  $\omega \gtrsim \omega_p(\xi^d)$ . Таким чином, ретчет-ефект слабше і нарешті зникає у режимі дуже високих частот, що доповідалося в експериментальній роботі Джина з співавторами [212].

Розглянемо тепер частотні залежності резистивності  $\rho_1$ , які побудовані на рис. 2.7 для слабких  $\xi^a = 0.5$ , помірних  $\xi^a \simeq 1$  і сильних  $\xi^a = 3$  амплітуд змінного струму для однакових значень  $\xi^d$ .

При слабких амплітудах змінного струму на рис. 2.7(а) криві характеризуються монотонною поведінкою і мають форму сходинки при  $\xi^d \lesssim 0.5$ , тоді як для  $\xi^d \gtrsim 0.5$  поведінка кривих немонотонна. Зокрема, криві при  $\xi^d = 0$  співпадають з результатами Коффі і Клема [180], які розраховували поглинання потужності у косинусоїдаль-

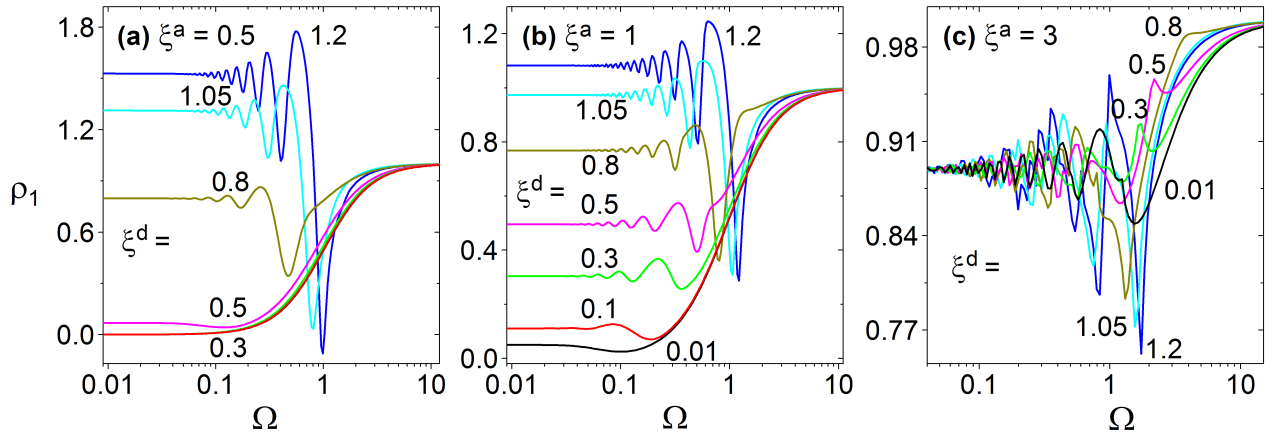


Рис. 2.7. Резистивність  $\rho_1$  як функція частоти  $\Omega$  для ряду значень постійного струму  $\xi^d$  при слабких (а), помірних (b) і сильних (c) амплітудах змінного струму.

ному потенціалі пінінгу у лінійному наближенні за змінним струмом і у відсутності постійного струму. На відміну від цієї монотонної поведінки криві при  $\xi^d \gtrsim 0.5$  мають дві характерні особливості. По-перше, це істотне поглинання потужності у квазістатичному режимі. По-друге, глибокий мінімум у поглинанні потужності завбачається при  $\Omega \simeq 1$ . Присутність мінімуму обговорювалася раніше детально у роботі [184] і приписувалася ефекту резонансної активації внаслідок термоактивованого зменшення часу виходу (escape time) броунівської частинки завдяки осциляторній зміні висоти ППП [286]. Споріднений ефект стохастичного резонансу у контексті динаміки вихорів Абрикосова буде розглядатися у главі 4.3.

По мірі зростання  $\xi^a$  значення  $\rho_1$  при низьких частотах залишається незмінним, тоді як мінімум зсувається у напрямку високих частот 2.7(b). Як видно з графіка, особливості у кривих при частотах  $\Omega \simeq 0.5$  стають більш інтенсивними. Водночас, цю тенденцію можуть зруйнувати високі температури ( $g \ll 100$ , не показано).

При сильних амплітудах змінного струму на рис. 2.7(c) для  $\xi^a = 3$  вже при дуже низьких частотах  $\Omega \ll 1$  всі криві  $\rho_1$  починаються з великих значень і досягають одиниці при  $\Omega \gg 1$ . Навіть якщо і вдається розпізнати особливості у кривих  $\rho_1(\Omega)$  у режимі помірних частот, ці осциляції суттєво слабші у порівнянні з кривими на рис. 2.7(b) для  $\xi^a = 1$ . Подальше збільшення  $\xi^a$  призводить до лише злегка порушених монотонних кривих у всьому частотному діапазоні.

Основні результати цієї глави можна підсумувати наступним чином. Поглинання потужності змінного струму було розглянуто у термінах резистивності  $\rho_1$  як функцію вхідних параметрів  $\xi^a$ ,  $\Omega$  і  $\xi^d$ . Тоді як у граничних випадках малих амплітуд змінного струму у відсутності постійного струму були одержані відомі результати Коффі і Клема [180], а при закритичних постійних струмах сильне поглинання відповідає результатам, що були одержані раніше [184], зміну знаку  $\rho_1(\xi^d, \Omega)$  у певному діапазоні амплітуд змінного струму  $\xi^a$  при закритичних постійних струмах  $\xi^d$  завбачено вперше.

### 2.3. Граничні випадки високих і низьких частот

У цій главі розглядаються два фізично різних граничних випадки низьких і високих частот при нульовій температурі ( $g \rightarrow \infty$ ) для більш візуальної інтерпретації точних результатів попередньої глави. Для простоти аналіз проводиться для  $\alpha = 0^\circ$ .

Перший випадок, який розглядається, є квазістатичний режим з  $\Omega \ll 1$ . Для обговорення ретчет-відгуку  $E$  у цьому режимі застосовується статична ВАХ з безрозмірними змінним струмом  $j = \xi^a \cos \omega t$  і постійним струмом  $j_0 = \xi^d$  з подальшим усереднюванням парної відносно інверсії полярності струму компоненти  $E^+(j + j_0)$  за періодом змінного струму  $T_\omega = 2\pi/\omega$ . У цьому режимі при  $\omega \rightarrow 0$  і  $\xi^a \gtrsim 1$  вихор проходить багато ям ППП за час  $T_\omega/2$ , тобто протягом часу, коли рушійна сила зберігає свій напрямок.

Другий випадок, який обговорюється, є високочастотний режим з  $\Omega \gg 1$ . У цьому випадку зсув вихора за час  $T_\omega$  є меншим, ніж період ППП навіть при великих  $\xi^a$ , і рівняння Ланжевена для вихора може бути розв'язано у термінах функцій Бесселя.

#### 2.3.1. Квазістатичний режим

Розглядається рух вихора у ППП, який є схиленим під дією постійного струму  $\xi^d < 1$  у присутності змінного струму з  $\omega \rightarrow 0$ . Завданням глави є показати якісно, чому при цьому виникає випрямлена напруга та як вона залежить від  $\xi^a$ . Для цього

розглядається ВАХ системи з косинусоїдальним ППП за рівнянням (2.2)

$$E_0(j) = jv_0(j), \quad (2.7)$$

де  $-\infty < j < +\infty$  і

$$v_0(j) = \begin{cases} \sqrt{1 - 1/j^2}, & |j| > 1, \\ 0, & |j| < 1 \end{cases} \quad (2.8)$$

— нелінійна рухливість вихора під дією безрозмірної ефективної рушійної сили  $j$  у напрямку  $x$ . З рівняння (2.8) випливає, що  $v_0(j)$  є парною функцією  $j$ , тобто  $v_0(j) = v_0(-j)$ , тоді як  $E_0(j)$  є непарною функцією  $j$ , тобто  $E_0(j) = -E_0(-j)$ . Графіки функцій  $v_0(j)$  і  $E_0(j)$  побудовано на рис. 2.8(a) і (b) відповідно.

Оскільки косинусоїдальний ППП є симетричним, а саме,  $U_p(x) = U_p(-x)$ , він може проявляти ретчет-властивості тільки у присутності постійного струму. Для цього робиться заміна  $j \rightarrow j + j_0$ , де  $j_0$  — густина постійного струму. Природно, залежно від знаку  $j_0$  схилення потенціалу призводить до зсуву  $v_0$  і  $E_0$  вздовж осі  $j$  на значення  $|j_0|$  вліво для  $j_0 > 0$  і вправо для  $j_0 < 0$ . Це проілюстровано на рис. 2.8(c), де  $j_0 = 0.8$  для визначеності. У цьому випадку

$$E_0(j) \rightarrow E(j + j_0) = (j + j_0)v(j + j_0), \quad (2.9)$$

де

$$v_0(j + j_0) = \begin{cases} \sqrt{1 - 1/(j + j_0)^2}, & j > 1 - j_0, \\ 0, & -1 - j_0 < j < 1 - j_0, \\ \sqrt{1 - 1/(j + j_0)^2}, & j < (-1 - j_0). \end{cases} \quad (2.10)$$

У той час як функції  $E_0(j)$  і  $v_0(j)$  є непарними і парними функціями  $j$  відповідно, див. рис. 2.8(a,b), з рівнянь (2.9) і (2.10) випливає, що у присутності постійного струму ВАХ  $E(j + j_0)$  і  $v(j + j_0)$  не являють собою ні парну, ані непарну функцію  $j$  при  $j_0 \neq 0$ . У подальшому зручно представити  $E(j \pm j_0)$  як

$$E(j \pm j_0) = E^+(j \pm j_0) + E^-(j \pm j_0), \quad (2.11)$$

де

$$E^\pm(j \pm j_0) = [E(j \pm j_0) \pm E(-j \pm j_0)]/2 \quad (2.12)$$

і

$$E^\pm(j \pm j_0) = \pm E^\pm(-j \mp j_0) \quad (2.13)$$

— парна і непарна компоненти  $E(j \pm j_0)$  відносно інверсії  $j \rightarrow -j$ .

З іншого боку, є зрозумілим, що

$$E(j \pm j_0) = -E(j \mp j_0), \quad (2.14)$$

тому що при зміні знаку повного струму,  $(j \pm j_0) \rightarrow (-j \mp j_0)$ , функція  $E$  є непарною відносно інверсії повного струму. Якщо ж провести  $\pm$ -операцію над  $E$  за рівнянням (2.14) і взяти до уваги рівняння (2.12), можна зробити висновок, що

$$E^\pm(j \pm j_0) = \mp E^\pm(j \mp j_0). \quad (2.15)$$

З рівняння (2.15) випливає, що  $E^+(j+j_0) = -E^+(j-j_0)$ . Це означає, що  $E^+(j+j_0)$  змінює свій знак при зміні полярності  $j_0$ , тоді як  $E^-(j-j_0) = E^-(j+j_0)$  не змінює свій знак. З фізичної точки зору це означає, що  $E^+(j+j_0)$ , яка є парною за  $j$  і непарною за  $j_0$ , відповідає за ретчет-відгук, тоді як  $E^-(j+j_0)$ , яка є непарною за  $j$  і парною за  $j_0$ , описує звичайну ВАХ, яка при  $j \gg 1$  аналогічна ВАХ при  $j_0 = 0$ . Дійсно, якщо звернути увагу, що з рівняння (2.10) випливає  $\lim_{j \rightarrow \infty} v(\pm j + j_0) = 1$ , тоді з урахуванням рівняння (2.13) випливає, що

$$\lim_{j \rightarrow \pm\infty} E^+(j + j_0) = j_0, \quad (2.16)$$

$$\lim_{j \rightarrow \pm\infty} E^-(j + j_0) = j. \quad (2.17)$$

Нарешті, вводиться заміна  $j \rightarrow j \cos \omega t$  і розглядається функція  $E(j \cos \omega t + j_0)$ , оскільки саме вона являє собою найбільш близький аналог точним результатам за рівнянням (2.2). Для обчислення ретчет-відгуку  $E^r$  у відповідь до вхідного струму  $j \cos \omega t + j_0$  треба інтегрувати функцію  $E$  за періодом змінного струму  $T_\omega$

$$E^r \equiv \frac{1}{T_\omega} \int_0^{T_\omega} dt E(j \cos \omega t + j_0). \quad (2.18)$$



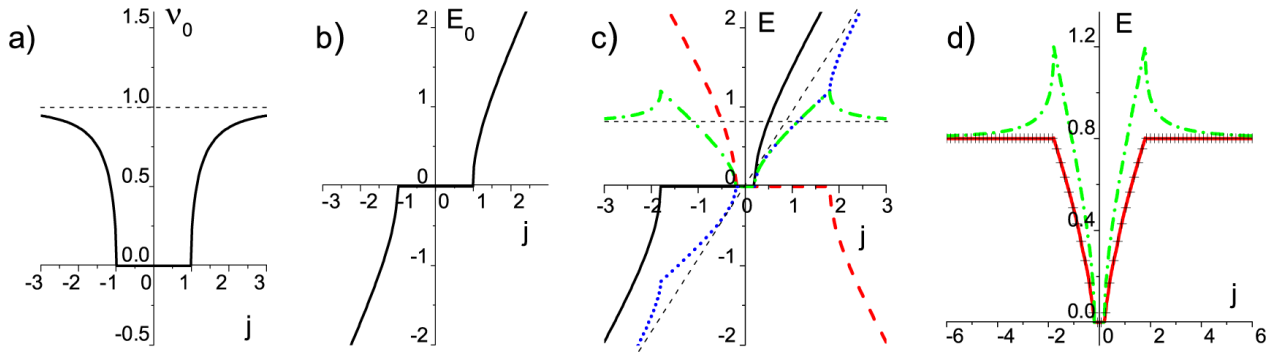


Рис. 2.8. Нелінійна рухливість вихора  $v_0(j)$  (a) і ВАХ  $E_0(j)$  (b) у відсутності постійного струму при нульовій температурі. (c) У присутності постійного струму  $j_0 = 0.8$  зсув ВАХ  $E(j + j_0)$  (суцільна) і  $E(-j + j_0)$  (риски) призводять до появи парної  $E^+(j + j_0)$  (риска з крапкою) і непарної  $E^-(j + j_0)$  (пунктир) компонент за рівнянням (2.12). Горизонтальна і діагональна лінії являють собою асимптотики  $E = 0.8$  і  $E = j$  відповідно. (d) Графік  $E^+(j + j_0)$  (риска з крапкою) поруч з ретчет-відгуком  $E^r$  (хрестики, рівняння (2.19)) і точним розв'язком у термінах матричних ланцюгових дробів  $E^d(j, \Omega = 0.001, j_0 = 0.8, g = 1000)$  (суцільна лінія, рівняння (2.2)).

Рівняння (2.18) може бути зведено до суми двох інтегралів

$$E^r \equiv \frac{1}{\pi} \left[ \int_0^{\pi/2} d\varphi E(j \cos \varphi + j_0) + \int_0^{\pi/2} d\varphi E(-j \cos \varphi + j_0) \right], \quad (2.19)$$

де інтеграли повинні бути обчислені за  $\varphi = \omega t$  тільки для ненульових значень  $v(j \cos \omega t + j_0)$  згідно з рівнянням (2.10), тобто

$$\varphi > \begin{cases} \arccos\left(\frac{1 - j_0}{j}\right), & j > 1 - j_0, \\ \arccos\left(\frac{-1 - j_0}{j}\right), & j < -1 - j_0, \end{cases} \quad (2.20)$$

Рівняння (2.19) можна записати в іншій еквівалентній формі

$$E^r \equiv \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\varphi E^+(j \cos \varphi + j_0), \quad (2.21)$$

що являє собою парну компоненту ретчет-відгуку, яку буде порівняно з точним розв'язком для  $E^d(\xi^a)$  у термінах матричних ланцюгових дробів.

Розглянемо тепер на рис. 2.8(c) криві  $E(j + j_0)$  (суцільна) і  $E(-j + j_0)$  (риски). Як випливає з рівняння (2.16),  $E(j + j_0)$  дорівнює нулю при  $-1 - j_0 < j < 1 - j_0$ , тоді як  $E(-j + j_0)$  дорівнює нулю при  $-1 + j_0 < j < 1 + j_0$ . Для обох функцій треба

зазначити швидке зростання за  $j$  поблизу  $\pm(1 - j_0)$  і  $\pm(1 + j_0)$ . У квазістатичному режимі (рівняння (2.12)) функції  $E^+(j + j_0)$  і  $E^-(j + j_0)$  показані на рис. 2.8(с) рисками з крапками і пунктиром відповідно. Вони містять особливості у формі піків  $E(\pm j + j_0)$  при  $\pm(1 + j_0)$ .

На рис. 2.8(d) зображено квазістатичний (рівняння (2.16), риси з точками), наближений (рівняння (2.19), хрестики) і точний розв'язок (рівняння (2.2), суцільна лінія) для ретчет-відгуку. Асимптотики всіх кривих відповідають рівнянню (2.16). Особливості у кривих виражені сильніше у квазістатичному випадку (2.12). Це пояснюється тим, що відгук системи було обчислено насправді у присутності струму-меандру. На відміну від цього, наближений розв'язок (2.19) для косинусоїдального змінного струму майже співпадає з точним розв'язком (2.2) у термінах матричних ланцюгових дробів при дуже низьких частотах  $\Omega = 0.001$  і дуже низьких температурах  $g = 1000$ .

Таким чином, візуально чітка схема аналізу статичної ВАХ у присутності постійного і змінного струму дозволяє якісно пояснити виникнення ретчет-відгуку і добре описує кількісно в адіабатичному режимі  $E^d(\xi^a)$ , що отримано при скінченних температурах у термінах матричних ланцюгових дробів.

### 2.3.2. Високочастотний режим

Для з'ясування точних результатів для  $E^d(\xi^a | \xi^d, \Omega)$  у високочастотному режимі при низьких температурах ( $g = 100$ ) на рис. 2.2(b,c) для помірних і високих частот ( $\Omega \sim 1$  і  $\Omega \gg 1$ ) змінного струму, можна застосувати простіший підхід, у якому ігноруються шум, тобто  $g \rightarrow \infty$ . У цьому випадку рівняння для координати вихора  $x$  набуває вигляд

$$dx/dt + \sin x = \xi^d + \xi^a \cos \Omega t, \quad (2.22)$$

яке є математично аналогічним добре відомому рівнянню для різниці фаз у задачі про шунтований опором джозефсонівський контакт [284] при нульовій температурі. Тут час  $t$  вимірюється в одиницях часу релаксації вихора  $\hat{\tau}$ . При високих і помірних частотах ( $\Omega \gg 1$  і  $\Omega \sim 1$ ) для  $\xi^d > 0.5$  рівняння (2.22) може бути розв'язано набли-

жено у підході, який було застосовано у роботі [281]. У цьому підході припускається, що швидкість вихора при  $\xi^d > 0.5$  змінюється синусоїдально згідно з виразом

$$dx/dt = \langle dx/dt \rangle + \xi^a \cos \Omega t, \quad (2.23)$$

а константу  $\langle dx/dt \rangle$  визначають з умови, що  $dx(t)/dt$  задовольняє рівнянню (2.22).

Після інтегрування виразу (2.23) для координати вихора можна записати

$$x(t) = x_0 + \langle dx/dt \rangle t + (\xi^a/\Omega) \sin \Omega t, \quad (2.24)$$

де  $x_0$  — друга константа, яку треба визначити. Після підстановки виразу (2.24) у рівняння (2.22) і застосування розкладення  $\sin x$  у ряд за гармоніками згідно з формулами, що були вперше запропоновані Шапіро з співробітниками [282], а саме:

$$\begin{aligned} \cos(x \sin \varphi) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(x) \cos(k\varphi), \\ \sin(x \sin \varphi) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(x) \sin(k\varphi), \end{aligned} \quad (2.25)$$

де  $J_k(x)$  — функція Бесселя  $k$ -го порядку, рівняння (2.22) набуває наступний вигляд:

$$\langle dx/dt \rangle = \xi^d - \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k(\xi^a/\Omega) \sin[x_0 + (\langle dx/dt \rangle + k\Omega)t], \quad (2.26)$$

з якого  $\langle dx/dt \rangle$  може бути знайдено самоузгоджено. У рівнянні (2.26)  $x_0$  — довільна координата. Для значень  $\langle dx/dt \rangle$ , які не є цілими множниками  $\Omega$ ,  $\sin x$  не дає постійного вкладу у рівняння (2.22). Після порівняння постійних членів і усереднення за періодом змінного струму для синхронізації у  $n$ -му регіоні, рівняння зводиться до наступного:

$$\xi^d - n\Omega = J_n(\xi^a/\Omega)(-1)^n \sin x_0. \quad (2.27)$$

Для пояснення поведінки кривих  $E^d(\xi^a|\xi^d, \Omega = 1)$  на рис. 2.2(b) розглядаються два випадки. У першому розглядається закритичний струм  $\xi^d = 1.2$  і вихор, який знаходиться у рухомому стані. На рис. 2.9(a) можна бачити, що при  $\xi_1^a < \xi^a < \xi_2^a$  значення  $E^d$  синхронізовано за фазою змінного струму при  $n = 1$ . Це пояснюється тим, що рівняння (2.27) не має розв'язку за жодних значень  $x_0$  при  $n = 0$ ,  $\xi^d = 1.2$  і  $\Omega = 1$ .

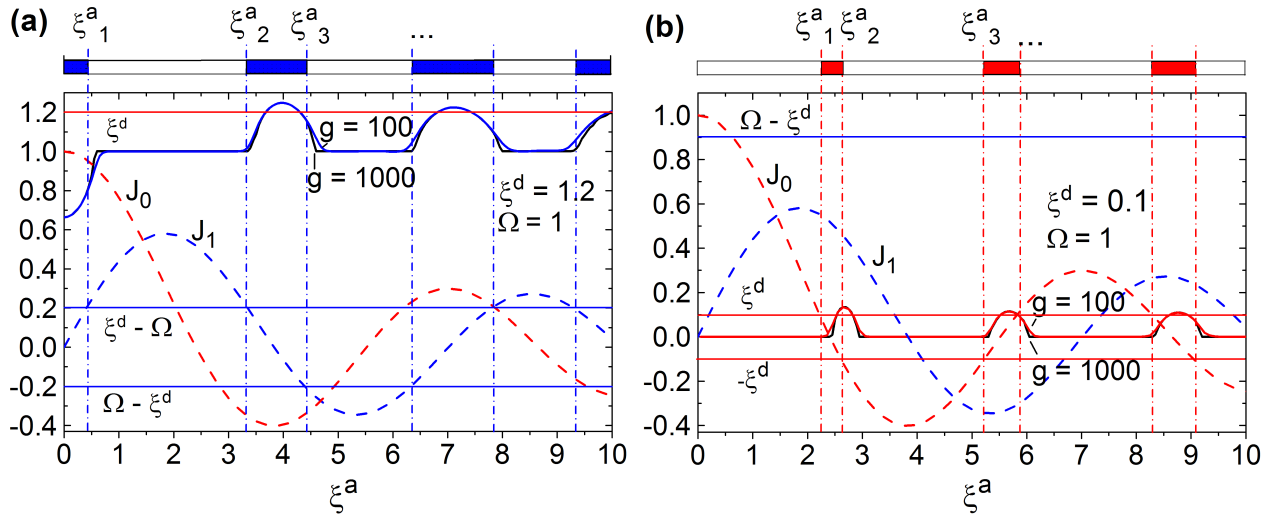


Рис. 2.9. (а) Функції  $J_0(\xi^a)$  і  $J_1(\xi^a)$  (риски) побудовані поруч з прямими  $\xi^d = 1.2$  і  $\xi^d - \Omega = \pm 0.2$ . Фазо-синхронні регіони у  $E^d(\xi^a | \Omega = 1, \xi^d = 1.2, g = 100)$  з'єднані вертикальними лініями зі стрічкою над графіком, яка відображає корені  $\xi_i^a$  рівняння (2.27) для  $n = 0$  і  $n = 1$ . Добру апроксимацію точних результатів за виразом (2.2) може бути досягнуто за наближеним розв'язком (23) при дуже низьких температурах  $g = 1000$ . (б) Функції  $J_0(\xi^a)$  і  $J_1(\xi^a)$  (риски) побудовані поруч з прямим  $\pm \xi^d = 0.1$  і  $\Omega - \xi^d = 0.9$  для пояснення фазо-синхронних торочок у  $E^d(\xi^a | \Omega = 1)$  при  $\xi^d = 0.1$ . Інші деталі такі самі як в (а).

Водночас, для  $n = 1$

$$J_1(\xi^a) \sin x_0 = -0.2 \quad (2.28)$$

при значеннях  $\xi_i^a$ , які задовольняють умові  $J_1(\xi^a) = \pm 0.2$  і завдають границі фазо-синхронних торочок у кривій за точним розв'язком. Між фазо-синхронними регіонами  $E$  має горби, ширина яких зростає і висота зменшується по мірі зростання  $\xi^a$ . Для  $n = 2$  рівняння (2.27) не має розв'язку.

Другий випадок реалізується при субкритичних струмах, а саме: при  $\xi^d = 0.1$  для визначеності. У цьому режимі при  $\xi^a < \xi_c^a$  вихор перебуває у локалізованому стані, що відповідає  $n = 0$ . Відповідне рівняння  $J_0(\xi^a) = \pm 0.1$  має багато розв'язків, які зображені на рис. 2.9(b). Для  $n = 1$  рівняння  $J_1(\xi^a) \sin x_0 = \pm 0.9$  не має розв'язку.

Таким чином, положення фазо-синхронних торочок у ретчет-відгуді  $E^d(\xi^a)$  у високочастотному режимі при дуже низьких температурах може бути добре описано аналітично у термінах функцій Бесселя.

## 2.4. Обговорення результатів

У двох попередніх главах було теоретично проаналізовано ретчет-ефект у надпровідних плівках з симетричним потенціалом пінінгу типу пральної дошки (ППП) — так званий “схилений ретчет”. Було розглянуто високочастотну поведінку вихрової системи у надпровіднику як функцію вхідних параметрів, а саме: суми густин постійного і змінного струмів  $j$ , частоти  $\omega$  і температури  $T$ . Нелінійний резистивний відгук системи є наслідком анізотропного ППП. Фізично зрозуміло, що при достатньо низьких температурах такий пінінг призводить до анізотропії резистивного відгуку, оскільки для вихорів енергетично вигідніше рухатися вздовж каналів потенціалу пінінгу, ніж долати їх бар’єри. Водночас, треба підкреслити, що температура і кут  $\alpha$  якісно по-різному послаблюють інтенсивність ППП і відповідний кросовер від анізотропної динаміки вихорів до ізотропної. Зі збільшенням  $j$  сила Лоренца  $F_L$  збільшується, що відповідає зменшенню висоти бар’єрів ефективного ППП при струмах кросоверу  $j \geq j_{cr1}, j_{cr2}$ . Значення  $j_{cr1,2}$  залежать від куту  $\alpha$  через те, що ймовірність долання бар’єрів ППП вихорами керується не значенням сили  $F_L$ , а тільки її компонентою  $F_L \cos \alpha$ , так що  $j_{cr1,2}(\alpha) = j_{cr1,2}(0) / \cos \alpha$  зростає по мірі зменшення  $\alpha$ . Що стосується впливу температури  $T$ , то вона завжди підносить ймовірність долання бар’єрів вихорами, що призводить до ефективної ізотропізації динаміки вихорів при  $T \approx T_c$ . Водночас, тоді як загальні формули для ретчет-відгуків за рівняннями (2.2)–(2.5) містять залежності як від куту  $\alpha$ , так і від температури, графіки у главі 2.2 були побудовані для геометрії  $\alpha = 0^\circ$  і при температурі  $g \equiv U_p/2T = 100$ .

Зазначимо, що точний розв’язок для ретчет-відгуків системи у термінах матричних ланцюгових дробів став можливим завдяки застосуванню простої, але водночас реалістичної моделі анізотропного пінінгу з косинусоїдальним ППП типу пральної дошки. Точний розв’язок дозволив уперше послідовно проаналізувати не тільки якісно зрозумілу динаміку вихорів і квазістатичний ретчет-ефект, але й нетривіальні фазо-синхронні торочки при помірних і високих частотах. Можливість порівняння теоретичних результатів з відповідними експериментальними результатами роботи [212] буде прокоментовано щойно. Так, з теоретично одержаного ви-

разу (2.2) для ретчет напруги впливає, що інверсія магнітного поля не впливає на знак  $E^d(\xi^d|\xi^a, \omega)$ , оскільки у правій частині рівнянь (2.2) компоненти  $E_{x,y}^d$  не залежать від індексу  $n$ , зміна знаку якого визначає інверсію В. Водночас, ретчет-відгук у квазістатичному випадку, який розглядався у роботі [177] для асиметричного ППП у відсутності постійного струму, є чутливим до інверсії В. Оскільки зміну знаку  $V_{dc}$  при інверсії поля було спостережено експериментально [212], ретчет-відгук роботи [212] треба аналізувати на основі моделі з асиметрією потенціалу пінінгу, яку буде викладено у розділі 3.

Наше пояснення ретчет-ефекту відрізняється від аргументів викладених у роботі [212], що є наслідком відсутності добре визначеної моделі і складності форми ППП у тих зразках. Зокрема, з цієї причини автори [212] зверталися до різних підходів для пояснення своїх експериментальних результатів, а саме: упровадження у рівняння маси вихора і розгляду міжвихорової взаємодії, і залишили без пояснення високочастотну поведінку поглинання потужності. Іншою цікавою різницею між моделлю, що було розглянуто у даному розділі, та асиметричним потенціалом зі схиленням (наприклад, пилоподібний потенціал роботи [177] або потенціал, який застосовується у розділі 3) міститься в асимптотиках  $j \rightarrow \pm\infty$  у квазістатичному режимі. При низьких частотах відгук є скінченним і дорівнює значенню постійного струму, тоді як для асиметричного потенціалу відгук виходить на нуль:  $\lim_{j \rightarrow \pm\infty} v^-(j) \sim 1/j^3 \rightarrow 0$  [177]. Узагальнення цієї моделі на випадок одночасної дії постійного і змінного струмів і ППП з довільним ступенем асиметрії викладається у розділі 3.

## 2.5. Висновки до розділу 2

Таким чином, у розділі з'ясовано теоретично появу ретчет-напруги у плівках з симетричним потенціалом пінінгу у присутності постійного струму. Зокрема, з'ясовано залежність струму депінінгу від частоти змінного струму, завбачено фазо-синхронні торочки у вольт-амперній ретчет-характеристиці при високих частотах змінного струму і показано, що виконуються граничні переходи до точних розв'язків рівняння для руху вихора при нульовій температурі. Аналіз високочастотного і квазістатичного випадку при нульовій температурі дозволив не тільки пояснити механізм походження ретчет-напруги при низьких частотах, а й аналітично описати фазо-синхронні торочки у ній при високих частотах і дуже низьких температурах у термінах функцій Бесселя.

При порівнянні теоретичних результатів цього розділу з експериментальними спостереженнями роботи [212] треба підкреслити, що, незважаючи на опис динаміки вихорів у наближенні поодинокого вихора і використання іншого типу періодичного потенціалу пінінгу, теоретичні результати можуть пояснити більшість експериментальних спостережень роботи [212] у рамках однієї і тієї самої моделі.

Зокрема, вирази (2.2) і (2.4) описують наступні ефекти:

- Залежність критичного струму у широкому діапазоні частот, який містить кросовер від квазістатичного до високочастотного режиму, з незалежним від частоти плато при низьких частотах, прямою залежністю при високих частотах і нелінійним кросовером між цими режимами.
- Наявність фазо-синхронних торочок в залежностях  $V_{dc}$  від  $I_{rf}$  [212].
- Послаблення і зникнення ретчет-ефекту при надвисоких частотах.
- Можливість зміни знаку поглиненої потужності у певному діапазоні вхідних параметрів.

Узагальнення теоретичного опису ретчет-ефекту у надпровідниках з асиметричним потенціалом пінінгу типу пральної дошки у присутності постійного і змінного струмів викладається у наступному розділі.

## РОЗДІЛ 3

### РЕТЧЕТ-ЕФЕКТ В АСИМЕТРИЧНОМУ ПОТЕНЦІАЛІ ПІНІНГУ

Серед експериментальних результатів Джина з співавторами [212] після аналізу, який було викладено у розділі 2, нез'ясованим залишалося спостереження зміни знаку ретчет-напруги, яку було неможливо пояснити у рамках теоретичного опису динаміки вихорів у симетричному потенціалі пінінгу. Саме тому виникла необхідність ввести параметр *асиметрії* у потенціал пінінгу типу пральної дошки і, таким чином, істотно узагальнити модель, що обговорювалася у розділі 2. Додатковим узагальненням теорії стало врахування *ефекту Холла*.

У розділі досліджується теоретично вплив змінного струму довільної амплітуди і частоти на ретчет-відгук і поглинання потужності при скінченних температурах. Задача розглядається у наближенні поодинокого вихора, на основі точного розв'язку рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів. Одержані вирази для напруженості електричного поля і поглинання потужності змінного струму аналізуються як функції амплітуди і частоти змінного струму, величини постійного струму і температури у широкому діапазоні відповідних безрозмірних параметрів. Зокрема, завбачено зміну знаку ретчет-напруги при малих постійних і достатньо сильних змінних струмах, а також немонотонне збільшення поглинання потужності при частотах, що значно менші, ніж частота депінінгу. Пояснюється, як і чому ці ефекти з'являються внаслідок конкуренції фіксованої внутрішньої і довільної зовнішньої асиметрії, що привноситься постійним струмом. Результати цього розділу оприлюднені у роботах [39, 54].

### 3.1. Формулювання і розв'язок задачі

#### 3.1.1. Термінологія і структура розділу

Модельну систему, яка розглядається у цьому розділі і називається *хитний ретчет*, зображено на рис. 3.1. Відмінність від потенціалу пінінгу, який застосовувався у попередньому розділі, міститься в асиметрії його профілю. Так, канали потенціала



лу пінінгу на рис. 3.1 характеризуються *крутим* і *розлогим* схилами, так що для динаміки вихора існує *легкий* напрямок при його русі проти розлогого схилу і *важкий* напрямок при його русі проти крутого схилу потенціалу відповідно. Така термінологія буде використовуватися протягом усього розділу, який має наступну структуру. У главі 3.1.2 викладено загальне формулювання задачі, а у главі 3.2 проводиться графічний аналіз електричної напруги і поглинання потужності, які спостерігаються експериментально, як функцій вхідних параметрів. Граничний випадок низьких частот обговорюється у главі 3.3.1 з метою пояснення інверсії ретчет-ефекту, після чого результати узагальнюються для довільного параметра асиметрії у главі 3.3.2.

### 3.1.2. Геометрія задачі і рівняння Ланжевена

Геометрію задачі, що розглядається, зображено на рис. 3.1. Теоретичний опис системи базується на рівнянні Ланжевена для вихора, який рухається зі швидкістю  $v$  у перпендикулярному магнітному полі  $\mathbf{B} = n\mathbf{B}$ , де  $B \equiv |\mathbf{B}|$ ,  $\mathbf{n} = n\mathbf{z}$  і  $\mathbf{z}$  — орт у напрямку  $z$ , а  $n = \pm 1$ , яке має наступний вигляд:

$$\eta \mathbf{v} + n\alpha_H \mathbf{v} \times \mathbf{z} = \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}_{th}, \quad (3.1)$$

де  $\mathbf{F}_L = n(\Phi_0/c)\mathbf{j} \times \mathbf{z}$  — сила Лоренца,  $\Phi_0$  — квант магнітного потоку,  $c$  — швидкість світла,  $\mathbf{j} = \mathbf{j}(t) = \mathbf{j}^{dc} + \mathbf{j}^{ac} \cos \omega t$ , де  $\mathbf{j}^{dc}$  і  $\mathbf{j}^{ac}$  — густина постійного і густина амплітуди змінного струму відповідно, а  $\omega$  — кутова частота.  $\mathbf{F}_p = -\nabla U_p(x)$  — сила анізотропного пінінгу, де  $U_p(x)$  — асиметричний потенціал пінінгу.  $\mathbf{F}_{th}$  — термофлуктуаційна сила,  $\eta$  — вихрова в'язкість і  $\alpha_H$  — коефіцієнт Холла. Термофлуктуаційна сила  $\mathbf{F}_{th}(t)$ , як і у розділі 2, моделюється гаусовим білим шумом, стохастичні властивості якого задаються співвідношеннями  $\langle F_{th,i}(t) \rangle = 0$ ,  $\langle F_{th,i}(t) F_{th,j}(t') \rangle = 2T\eta \delta_{ij} \delta(t - t')$ , де  $T$  — температура в енергетичних одиницях,  $\langle \dots \rangle$  позначає статистичне середнє,  $F_{th,i}(t)$  з  $i = x, y$  —  $i$ -та компонента  $\mathbf{F}_{th}(t)$  і  $\delta_{ij}$  — символ Кронекера.

Асиметричний потенціал пінінгу моделюються за допомогою наступного виразу:

$$U_p(x) = (U_p/2)[1 - \cos kx + e(1 - \sin 2kx)/2], \quad (3.2)$$

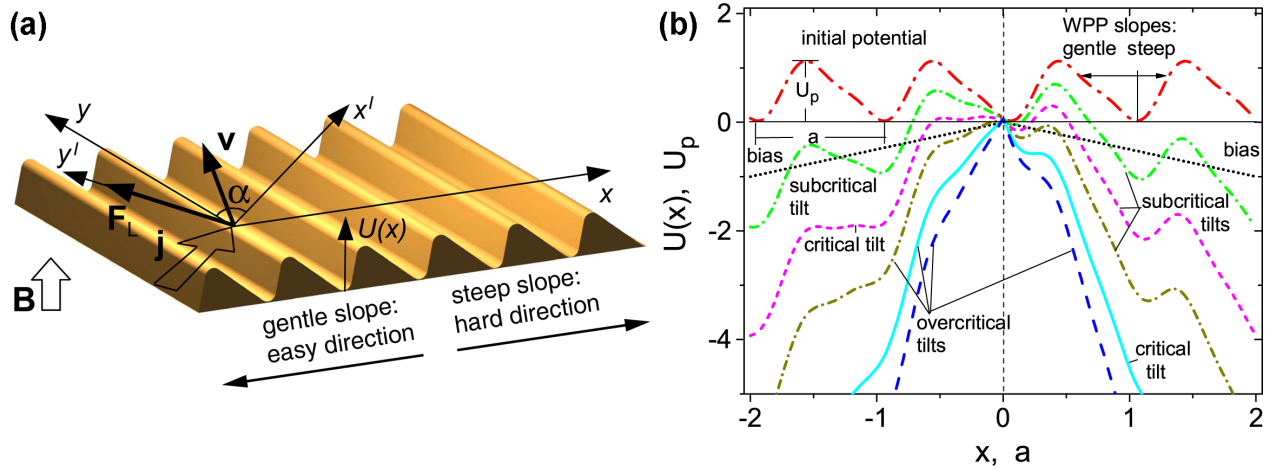


Рис. 3.1. (a) Координатна система  $xy$  пов'язана з каналами періодичного потенціалу пінінгу (ППП) типу пральної дошки, які паралельні осі  $y$ . Координатна система  $x'y'$  пов'язана з напрямком вектора густини повного струму  $\mathbf{j} = \mathbf{j}^{dc} + \mathbf{j}^{ac} \cos \omega t$ , направленою під кутом  $\alpha$  по відношенню до осі  $y$ .  $\mathbf{B}$  — магнітне поле, яке перпендикулярно площині півки, і  $F_L$  — сила Лоренца, яка діє на вихор. Завдяки наявності середньої сили пінінгу  $\langle F_p \rangle$ , що створюється ППП, вектор середньої швидкості вихора  $\mathbf{v}$  не є перпендикулярним до  $\mathbf{j}$ . Схему побудовано у нехтуванні ефектом Холла. Асиметричний ППП  $U_p(x)$  показано для пояснення орієнтації крутих і розлогих схилів каналів ППП відносно осі  $x$ . (b) Модифікація асиметричного ППП  $U(x) \equiv U_p(x) - Fx$  при його схиленні позитивними (права частина графіка) і негативними (ліва частина графіка) струмами по мірі зростання компоненти сили Лоренца  $F$ , що діє вздовж осі  $x$ . Криві побудовано за рівнянням (3.2) для асиметричного ППП з параметром асиметрії  $e = 0.5$ . Рушійна сила  $F$  діє проти крутого ( $F_{p \text{ steep}}$  для  $x > 0$ ) і розлогого ( $F_{p \text{ gentle}}$  при  $x < 0$ ) схилів ППП. В залежності від значення прикладеного постійного струму, у відсутності змінного струму і припускаючи  $T = 0$  для простоти, рух вихора у схиленому асиметричному ППП має наступні режими: (i) Коли  $F < F_{p \text{ gentle}}, F_{p \text{ steep}}$  вихор знаходиться у локалізованому стані. При збільшенні значення струму бар'єр, що має розлогий схил, зникає, і це відповідає критичному струму для розлогого схилу. (ii) Коли  $F_{p \text{ gentle}} < F < F_{p \text{ steep}}$ , рухомий стан вихора реалізується у напрямку розлогого схилу ППП. Водночас, рух вихора не можливий у протилежному напрямку при зміні знаку постійного струму. При подальшому зростанні значення струму зникає бар'єр, який пов'язаний з крутим схилом потенціалу. (iii) Коли  $F_{p \text{ gentle}}, F_{p \text{ steep}} < F$ , рухомий стан вихора реалізується при обох полярностях постійного струму.

де  $k = 2\pi/a$ ,  $a$  — період і  $U_p$  — глибина ППП. У рівнянні (3.2)  $e$  — параметр асиметрії, який дозволяє регулювати її ступінь. Як видно з рівняння (3.2) (див. також вставку рис. 3.2(a) далі), випадок  $e = 0$  відповідає косинусоїдальному потенціалу, динаміка вихорів у якому вивчалася у розділі 2. У випадку  $e > 1$  реалізується дволямний потенціал (вставка на рис. 3.2(a) далі). Такий потенціал також може бути застосований для розв'язку рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів. У даній роботі, однак, всі залежності будуть аналізуватися для випадку  $e = 0.5$ , що відповідає асиметричному потенціалу, який найбільш часто вживається у роботах інших авторів [194, 200, 202, 215, 287–289].

Оскільки асиметричний ППП є незмінним вздовж осі  $y$ , сила пінінгу  $F_p$  має тільки  $x$ -компоненту, яка має вигляд:

$$\hat{F}_{px} = -\sin x + e \cos 2x, \quad (3.3)$$

де  $\hat{F}_{px} = F_{px}/F_p$ ,  $F_p \equiv U_p k/2$  і  $x = kx$  — безрозмірна координата вихора.

Тоді вздовж осі  $x$  рівняння (3.1) набуває наступної форми:

$$\hat{\tau}(dx/dt) + \sin x - e \cos 2x = \hat{F}_{Lx} + \hat{F}_x, \quad (3.4)$$

де  $\hat{\tau} \equiv 2\eta D/U_p k^2$  — час релаксації з  $D \equiv 1 + \delta^2$ ,  $\delta \equiv n\varepsilon$  і  $\varepsilon \equiv \alpha_H/\eta$  — безрозмірний коефіцієнт Холла. У рівнянні (3.4)  $\hat{F}_{Lx} = (F_{Lx} - \delta F_{Ly})/F_p$  — безрозмірна рушійна сила у напрямку осі  $x$ .  $\hat{F}_x = (F_x - \delta F_y)/F_p$  і  $\langle \hat{F}_x(t)\hat{F}_x(t') \rangle = \tau\delta(t-t')$ , де  $\tau \equiv 2\hat{\tau}/g$  і  $g = U_p/2T$  — безрозмірна обернена температура.

З рівняння Ланжевена (3.1) для середньої швидкості вихора можна записати:

$$\begin{cases} \langle v_y \rangle = F_{Ly}/\eta + \delta \langle v_x \rangle, \\ \langle v_x \rangle(t) = [j^{dc} + j^{ac} \cos \omega t - \langle \sin x \rangle(t) + e \langle \cos 2x \rangle(t)] \Phi_0 j_c / c \eta D, \end{cases} \quad (3.5)$$

де  $j^{dc} \equiv n(j_y^{dc} + \delta j_x^{dc})/j_c$ ,  $j^{ac} \equiv n(j_y^{ac} + \delta j_x^{ac})/j_c$ ,  $j_y^{dc} = j^d \cos \alpha$ ,  $j_x^{dc} = j^d \sin \alpha$ ,  $j^d = |j^{dc}|$ ,  $j_y^{ac} = j^a \cos \alpha$ ,  $j_x^{ac} = j^a \sin \alpha$ ,  $j^a = |j^{ac}|$ , та  $j_c \equiv cU_p k/2\Phi_0$ . У рівнянні (3.5)

$$\langle \sin x \rangle(t) = i[\langle r \rangle(t) - \langle r^{-1} \rangle(t)]/2, \quad (3.6)$$

$$\langle \cos 2x \rangle(t) = [\langle r^2 \rangle(t) + \langle r^{-2} \rangle(t)]/2,$$

де  $r^m(t) = \exp\{-imx(t)\}$  — моменти та їх середні значення можуть бути розраховані у термінах матричних ланцюгових дробів, як викладається у Додатку А.

### 3.1.3. Вирази для величин, що спостерігаються

Згідно з рівнянням (3.3) безрозмірна середня сила пінінгу має вид  $\langle \hat{F}_{px} \rangle(t) = -\langle \sin x \rangle(t) + e\langle \cos 2x \rangle(t)$ . Ця фізична величина є основною анізотропною нелінійною компонентою задачі, яка розглядається. Нелінійність  $\langle \hat{F}_{px} \rangle(t)$  виникає завдяки залежності сили пінінгу від вхідних постійного і змінного струмів і температури. Для подальшого аналізу з урахуванням рівнянь (3.6) і (A.1) зручно розкласти  $\langle \hat{F}_{px} \rangle(t)$  на три частини

$$\langle \hat{F}_{px} \rangle(t) = \langle \hat{F}_{px} \rangle_0^\omega + \langle \hat{F}_{px} \rangle_{t1} + \langle \hat{F}_{px} \rangle_t^{k>1}, \quad (3.7)$$

фізичний зміст яких буде зараз пояснено.

Доданок  $\langle \hat{F}_{px} \rangle_0^\omega$  являє собою незалежну від часу (але залежну від частоти) *статичну* середню силу пінінгу. Вона має наступну форму:

$$\langle \hat{F}_{px} \rangle_0^\omega \equiv -\langle \sin x \rangle_0^\omega + e\langle \cos 2x \rangle_0^\omega = \text{Im}\psi_0^{(1)} + e\text{Re}\psi_0^{(2)}. \quad (3.8)$$

Цю величину буде вжито для обчислення напруженості постійного електричного поля. У рівнянні (3.8) функції  $\psi_0^{(1)} \equiv F_0^1(\omega)$  і  $\psi_0^{(2)} \equiv F_0^2(\omega)$  визначаються при використанні виразу (A.4).

Другий доданок  $\langle \hat{F}_{px} \rangle_{t1}$  являє собою залежну від часу *динамічну* середню силу пінінгу, яка діє на частоті  $\omega$  змінного струму. Ця компонента відповідає за нелінійний імпеданс  $Z_1(\omega)$  і має наступний вигляд:

$$\langle \hat{F}_{px} \rangle_{t1} \equiv -\langle \sin x \rangle_{t1} + e\langle \cos 2x \rangle_{t1} = \text{Im}(\psi_1^{(1)} e^{i\omega t}) + e\text{Re}(\psi_1^{(2)} e^{i\omega t}), \quad (3.9)$$

де  $\psi_k^{(1)} \equiv F_k^1(\omega) - F_k^{-1}(\omega)$  і  $\psi_k^{(2)} \equiv F_k^2(\omega) + F_k^{-2}(\omega)$  можуть бути знайдені за виразами (A.4), (A.16) і (A.17).

Третя компонента  $\langle \hat{F}_{px} \rangle_{t1}^{k>1}$  описує вклад *вищих гармонік* з  $k > 1$  у динамічній середній силі пінінгу. Вона визначається як

$$\langle \hat{F}_{px} \rangle_t^{k>1} \equiv -\langle \sin x \rangle_t^{k>1} + e\langle \cos 2x \rangle_t^{k>1} = \sum_{k=2}^{\infty} \{ \text{Im}(\psi_k^{(1)} e^{ik\omega t}) + e\text{Re}(\psi_k^{(2)} e^{ik\omega t}) \}. \quad (3.10)$$

За допомогою щойно пояснених компонент сили пінінгу можуть бути одержані вирази для величин, що спостерігаються експериментально. А саме, найважливішою фізичною величиною у цьому аспекті у системі є середнє електричне поле

$\langle \mathbf{E}(t) \rangle$ , яке виникає при русі ансамблю вихорів. Воно визначається за звичайним виразом

$$\langle \mathbf{E}(t) \rangle = (n/c)\mathbf{B} \times \langle \mathbf{v} \rangle = n(B/c)(-\langle v_y \rangle \mathbf{x} + \langle v_x \rangle \mathbf{y}), \quad (3.11)$$

де  $\mathbf{x}$  і  $\mathbf{y}$  — орти у напрямках  $x$  і  $y$  відповідно. Після підстановки виразів (3.5) у формулу (3.11) незалежні від часу компоненти напруженості постійного електричного поля  $\langle E_x^{dc} \rangle_0^\omega$  і  $\langle E_y^{dc} \rangle_0^\omega$  набувають наступний вигляд:

$$\begin{cases} \langle E_y^{dc} \rangle_0^\omega = \rho_f v_0^\omega (j_y^{dc} + \delta j_x^{dc}) / D, \\ \langle E_x^{dc} \rangle_0^\omega = \rho_f j_x^{dc} - \delta \langle E_y^{dc} \rangle_0^\omega, \end{cases} \quad (3.12)$$

де  $\rho_f = B\Phi_0/\eta c^2$  — питомий опір течії потоку. Тут  $v_0^\omega$  є залежною від  $j^{dc}$ ,  $j^{ac}$ ,  $\omega$  і  $T$  ефективною рухливістю вихора під дією безрозмірної рушійної сили  $\hat{F}_{Lx}^{dc} = j^{dc}$  у напрямку  $x$ , яка має наступний вигляд:

$$v_0^\omega \equiv 1 - [\langle \sin x \rangle_0^\omega - e \langle \cos 2x \rangle_0^\omega] / j^{dc} = 1 + \langle \hat{F}_{px} \rangle_0^\omega / j^{dc}. \quad (3.13)$$

Залежна від часу стаціонарна напруженість змінного електричного поля визначається як

$$\langle \mathbf{E} \rangle_t \equiv \langle \langle \mathbf{E} \rangle(t) - \langle \mathbf{E} \rangle_0^\omega \rangle = (nB/c)[\langle v_x \rangle_t \mathbf{y} - \langle v_y \rangle_t \mathbf{x}], \quad (3.14)$$

де  $\langle \mathbf{E} \rangle_0^\omega$  — незалежна від часу компонента  $\langle \mathbf{E} \rangle(t)$ . Треба зазначити, що  $\langle v_y \rangle_t$  і  $\langle v_x \rangle_t$  — залежні від часу періодичні компоненти  $\langle v_y \rangle(t)$  і  $\langle v_x \rangle(t)$ , які обертаються в нуль після усереднення за періодом  $2\pi/\omega$  змінного струму у рівнянні (3.12). Відповідно, з рівнянь (3.12) і (3.14) виходить

$$\begin{cases} \langle E_y^{ac} \rangle_t = (n\rho_f j_c / D) \sum_{k=1}^{\infty} (j^{ac})^k \operatorname{Re}\{Z_k(\omega) e^{ik\omega t}\}, \\ \langle E_x^{ac} \rangle_t = \rho_f j_x^{ac} \cos \omega t - \delta \langle E_y^{ac} \rangle_t, \end{cases} \quad (3.15)$$

з

$$Z_k(\omega) = \delta_{1,k} - [i\psi_k^{(1)}(\omega) - e\psi_k^{(2)}(\omega)] / (j^{ac})^k, \quad (3.16)$$

де  $\delta_{1,k}$  — символ Кронекера. Безрозмірні трансформаційні коефіцієнти  $Z_k(\omega)$  мають фізичний зміст  $k$ -ї гармоніки з частотою  $\omega_k \equiv k\omega$  у нелінійному змінному відгуці  $\langle E_y^{ac} \rangle_t$ .

Усереднена за періодом змінного струму потужність, яка поглинається в одиниці об'єму, визначається за виразом

$$\bar{\mathcal{P}}(\omega) = (\rho_f/2D)(j^{ac})^2[D \sin^2 \alpha + (1 - \sin^2 \alpha)\text{Re}Z_1(\omega)], \quad (3.17)$$

де

$$Z_1(\omega) = 1 - [\langle \sin x \rangle_{t1} - e \langle \cos 2x \rangle_{t1}] / j^{ac} = 1 + \langle \hat{F}_{px} \rangle_{t1} / j^{ac}. \quad (3.18)$$

— нелінійний імпеданс.

Таким чином, величини, що спостерігаються експериментально, а саме: постійна напруга, відгук на вищих гармоніках  $k\omega$  змінного струму і поглинена потужність визначаються за виразами (3.12), (3.15) і (3.17) відповідно. Їх поведінку як функцій вхідних параметрів експерименту буде проаналізовано у наступній главі.

### 3.2. Графічний аналіз результатів

Завданням цієї глави є проаналізувати постійну напругу і поглинання потужності, що пов'язані з рухом вихорів, як функції вхідних безрозмірних параметрів, а саме: густини постійного струму  $\xi^d = j^d/j_c$ , густини амплітуди змінного струму  $\xi^a = j^a/j_c$  і частоти  $\Omega = \omega\hat{t}$ . Аналіз відгуку на третій гармоніці для симетричного потенціалу пінінгу буде проведено у главах 4.2 і 4.3, здебільшого, з огляду на їх можливе використання у надпровідних флюксонних приладах. Треба зазначати, що рівняння (3.12) і (3.17) одержані для довільних кутів  $\alpha$  і  $\varepsilon$ . Однак, для простоти інтерпретації результатів та їх порівняння з результатами розділу 2 подальший графічний аналіз буде проводитися у нехтуванні ефектом Холла ( $\varepsilon = 0$ ) і для геометрії руху вихорів перпендикулярно каналам потенціалу пінінгу, що відповідає геометрії протікання струму паралельно до них ( $\alpha = 0^\circ$ ). Оскільки нижче буде розглянуто тільки нелінійну у-компоненту напруженості електричного поля, індекси і позначення  $\langle \dots \rangle$  для  $E$  за рівнянням (3.12) буде випущено для простоти запису.

Усі графіки побудовано для безрозмірної оберненої температури  $g \equiv U_p/2T = 100$ , яке являє собою реалістичне значення для плівок ніобію з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки, що застосовуються у розділі 6, де  $U_p \simeq 5000$  К і  $T \approx 8$  К.

Частота  $\Omega$  вимірюється в одиницях частоти депінінгу  $\omega_p = 1/\hat{\tau}$ , яка визначає кросовер від слабо дисипативного до сильно дисипативного режиму у динаміці вихорів. Для плівок ніобію з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки, які досліджуються експериментально у розділах 7 і 8 типова оцінка для  $f_p = \omega_p/2\pi \simeq 3$  ГГц.

Перед початком аналізу треба зазначити, як саме виконувалося числове моделювання відгуків, які одержано у термінах матричних ланцюгових дробів. При обчислюванні нескінченний матричний дріб у рівнянні (A.11) було апроксимовано матричним дробом скінченного порядку. Це було реалізовано прирівнюванням  $Q_m = 0$  при певному  $m = M$ , у той час як розмір вкладених матриць  $Q_m$  і вектор-стовпців  $S_m$  було обмежено заздалегідь визначеним  $K$ . Обидва  $M$  і  $K$  залежать від параметрів  $g$ ,  $\xi^a$  і кількості гармонік, які планується враховувати. Числове моделювання відгуків виконувалося на основі власноруч написаного коду у системі комп'ютерної алгебри Maple. Використовувалися значення  $K = 61$  і  $M = 200 \div 1000$  для обчислювання компонент  $F_k^1(\omega)$  з  $k$  до 10,  $\xi^a$  до 10, і  $g = 100 \div 1000$ , які забезпечили точність обчислення не гірше ніж чотири значущі цифри у переважній більшості випадків.

### 3.2.1. Вольт-амперна характеристика

Серію ВАХ  $E(\xi^d)$  для ряду значень параметра асиметрії і густини амплітуди змінного струму зображено на рис. 3.2. ВАХи розраховані за виразом (3.12) для частоти змінного струму  $\Omega = 0.3$  та оберненої температури  $g = 100$ .

Розглянемо спочатку рис. 3.2(а). Для закритичної густини постійного струму  $\xi^a = 1.5$  всі ВАХи демонструють сходинки Шапіро незалежно від значення  $e$ . Цей ефект синхронізації є притаманним системам з періодичним потенціалом, у яких рух частинки відбувається у присутності змінної рушійної сил. Присутність сходинок Шапіро у косинусоїдальному ППП доповідалася раніше у роботі [184] і пояснювалася за допомогою результатів аналізу роботи [290], у якій обговорювалися форма і положення сходинок Шапіро [135] для задачі про джозефсонівський перехід. На відміну від косинусоїдального потенціалу (див. криві для  $e = 0$ ) нові особливості з'являються у ВАХах завдяки асиметрії ППП. А саме, тоді як для  $e = 0$  ре-

алізується режим в'язкої течії потоку для всіх значень постійного струму, на ВАХ при  $e = 1$  спостерігається нульове плато для правої гілки до тих пір, доки не буде досягнуто критичне значення густини постійного струму для важкого напрямку руху вихора. Завдяки асиметрії ППП значення критичних густин струмів на лівій і правій гілці ВАХ помітно відрізняються,  $\xi_{c\ steep} > |\xi_{c\ gentle}|$ , як очікувалося. Оскільки  $\xi^a = 1.5 > |\xi_{c\ gentle}| \simeq 0.2$ , поріг у лівій гілці ВАХ не спостерігається. Окрім того, криві для  $e = 0.5$  і  $e = 1$  демонструють *негативну* напругу при *позитивних* постійних струмах. Це пряма ознака інверсії ретчет-ефекту у системі, яка досліджується. Зворотний ретчет-ефект найбільш виражений для  $e = 0.5$ , і через це такий параметр асиметрії буде використовуватися у подальшому аналізі.

Розглянемо тепер детально вплив амплітуди змінного струму на форму ВАХів на рис. 3.2(b). У відсутності змінного струму,  $\xi^a = 0$ , крива має дві гілки з різними за протяжністю плато, які дозволяють визначити густини критичного струму для крутого (справа) і розлогого (зліва) бар'єрів ППП. Такі струми відповідають критичним нахилам ППП, як пояснювалося на рис. 3.1(b). У режимі дуже сильних постійних струмів  $|\xi^d| \rightarrow \infty$  криві прагнуть до омичних ліній, які відповідають питомому опорі течії магнітного потоку  $\rho_f$ . Якщо визначити густину критичного постійного струму  $\xi_c^d$  як таку, що відповідає зникненню бар'єрів ППП на рис. 3.1(b), тоді відразу зрозуміло, чому густина критичного струму для розлогого бар'єру  $|\xi_{c\ gentle}^d|$  менша, ніж  $\xi_{c\ steep}^d$  для крутого бар'єру. Це сама та фундаментальна особливість системи, яка призводить до випрямлення змінних сигналів, якщо густина амплітуди змінного струму задовольняє співвідношенню  $|\xi_{c\ gentle}^d| \leq \xi^a \leq \xi_{c\ steep}^d$ . По мірі збільшення амплітуди  $\xi^a$  криві на рис. 3.2(b) зазнають істотні зміни. По-перше, для обох гілок ВАХ абсолютні значення густин критичних струмів зменшуються, тобто функція  $|\xi_c^d(\xi^a)|$  є спадною функцією амплітуди змінного струму. Фізична причина для цього міститься у заміні густини постійного струму ефективною сумою густин постійного і змінного струмів з додатковим внеском, пов'язаним з параметром асиметрії  $e$ . Цей внесок негативний для важкого напрямку ППП і позитивний для легкого напрямку.



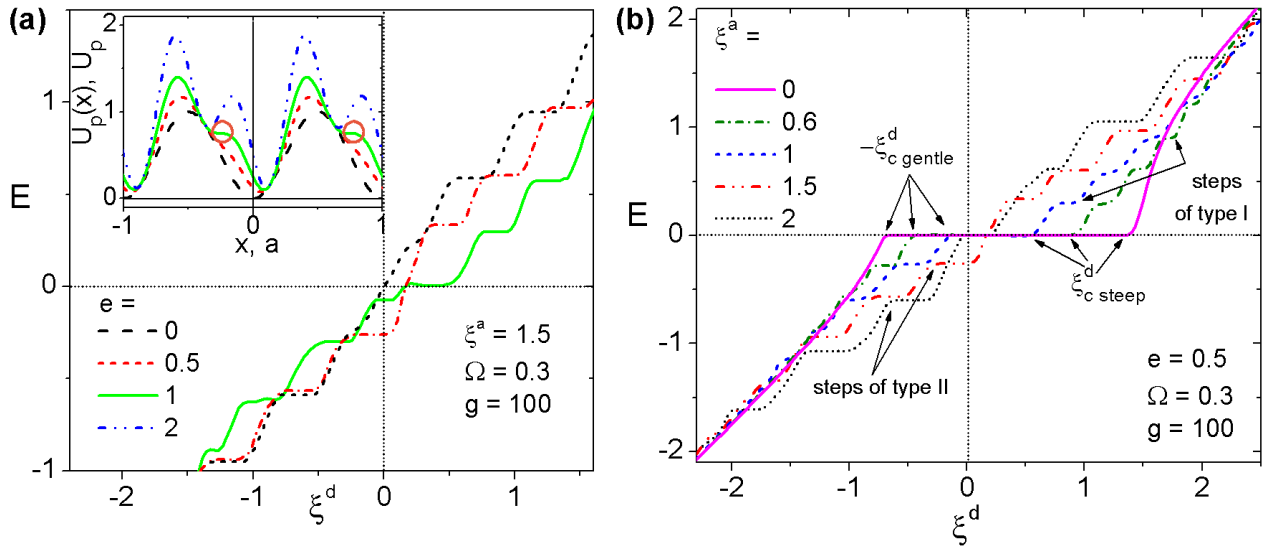


Рис. 3.2. (а) ВАХ  $E(\xi^d)$  за виразом (3.12) для ряду значень параметру асиметрії  $e$ . Вставка: періодичні потенціали пінінгу (ППП) за виразом (3.2) для відповідного ряду значень параметру  $e$ . У граничному випадку  $e = 0$  реалізується симетричний (косинусоїдальний) PPP, який використовувався у розділі 2. У цьому розділі використовується асиметричний PPP з  $e = 0.5$ . При  $e = 1$  з'являються сідлові точки, які позначено червоними кільцями. Також і двохямні потенціали (наприклад,  $e = 2$ ) можуть бути вжиті у модельній схемі, яка викладається у даному розділі. (б) ВАХ  $E(\xi^d)$  за виразом (3.12) демонструє сходинки Шапіро для ряду значень густини амплітуди змінного струму  $\xi^a$ . Завдяки асиметрії потенціалу густини критичного струму для крутого  $\xi_{c\text{steep}}^d$  і розлогого  $\xi_{c\text{gentle}}^d$  схилів PPP є різними. Інверсія ретчет-ефекту при  $\xi^a = 1.5$  спостерігається при малих позитивних густинах струму  $\xi^d$ . Два різні типи сходинок Шапіро пояснюються у тексті.

Другою особливістю ВАХів є виникнення сходинок Шапіро у присутності  $\xi^a \neq 0$ . Залежно від співвідношення між  $\xi^a$  і  $\xi_c^a$  реалізується два різних види сходинок у ВАХах. Сходинки першого типу присутні на ВАХ як торочки з слабким відхиленням кривої ВАХ вниз від омічної лінії. Чим більше  $\xi^a$ , тим ширше діапазон  $\xi^d$ , у якому такі сходинки спостерігаються. Сходинки другого типу реалізуються для  $\xi^a \geq \xi_c^a$  та осцилюють поблизу омічної лінії. По мірі збільшення  $\Omega$  збільшується розмір сходинок обох типів, а їх кількість зменшується. У протилежному граничному випадку низьких частот  $\Omega \rightarrow 0$ , тобто у квазістатичному випадку, розміри сходинок зменшу-

ються, а їх число збільшується. При зменшенні амплітуди змінного струму сходинки зменшуються за розміром, і криві прагнуть до гладких звичайних ВАХ.

Третя особливість кривих міститься у негативній напрузі, яка спостерігається при малих позитивних постійних струмах. Так, інверсія ретчет-ефекту має місце при *закритичних* амплітудах змінного струму відносно важкого напрямку ППП. Фізичною причиною для негативної напруги є зворотний ретчет-ефект (випрямлення струму) завдяки внутрішній асиметрії ППП. У присутності постійного струму *внутрішню* асиметрію ППП починає ефективно *компенсувати зовнішня* асиметрія ППП, яку привнесено постійним струмом, рис. 3.1(b). Саме тому, прямий ретчет-ефект починає домінувати над зворотним ретчет-ефектом. Залежність інверсії ретчет-ефекту від параметру асиметрії  $e$  буде прокоментовано також у главі 3.3.2 при узагальненні результатів.

### 3.2.2. Напруженість постійного електричного поля

Вольт-амперну *ретчет-характеристику*  $E(\xi^a)$  у присутності косинусоїдального ППП було ретельно проаналізовано у режимах низьких, помірних і високих частот у розділі 2. Нижче буде зазначено тільки відмінні особливості відгуків, які виникають завдяки асиметрії ППП. Центральним уявленням при описі графіків буде критичний схил потенціалу, як пояснювалося на рис. 3.1(b) при формулюванні задачі. Якщо ввести густину критичного струму  $\xi_c^d$ , при якій зникає бар'єр ППП на рис. 3.1(b), тоді стає зрозуміло, що для розлогого лівого бар'єру значення критичного струму  $|\xi_{c \text{ gentle}}^d|$  є меншим, чим  $\xi_{c \text{ steep}}^d$  для крутого правого бар'єра ППП. Саме ця особливість відповідає за випрямлення змінного струму, якщо амплітуда змінного струму задовольняє умові  $|\xi_{c \text{ gentle}}^d| \leq \xi^a \leq \xi_{c \text{ steep}}^d$ .

Постійну ретчет-напругу  $E(\xi^a)$  зображено на рис. 3.3 для ряду значень постійного струму  $\xi^d$ . Розглянемо перш за все криві для  $\Omega = 0.01$  в адиабатичному випадку на рис. 3.3(a). У залежності від значення постійного струму можна виділити три різні режими у кривих  $E(\xi^a)$ . При  $\xi^d \lesssim 0.4$  по мірі збільшення  $\xi^a$  криві мають нульове плато при  $\xi^a < \xi_{c \text{ gentle}}^a \simeq 0.6$ , за яким спостерігається негативна напруга, яка має мі-

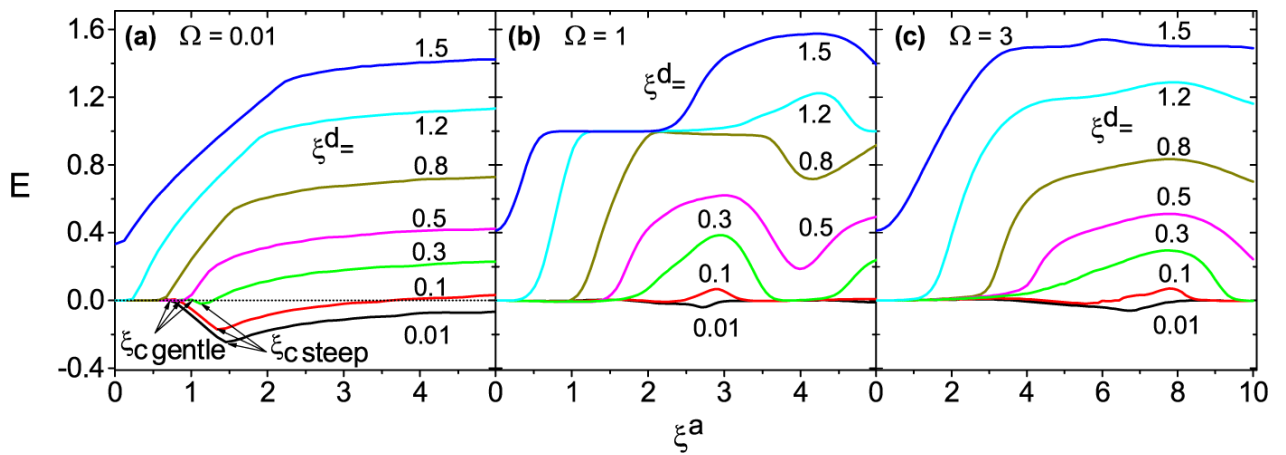


Рис. 3.3. Ретчет-напруга  $E(\xi^a)$  для ряду значень  $\xi^d$  у режимі низьких (а), помірних (b) і високих (c) частот.

німум при  $\xi_{c\ steep}^a$ , і, нарешті, змінюють знак, тобто спостерігається інверсія ретчет-напруги. На відміну від цього сценарію, для  $\xi^d \gtrsim 0.4$  асиметрія, яку привнесено постійним струмом, домінує над внутрішньою асиметрією ППП незалежно від значення  $\xi^a$ . Наслідком цього є те, що закритичні значення струму для розлогого схилу потенціалу тепер не можуть бути досягнуті протягом негативної напівхвилі змінного струму і рухомий стан вихора у негативному напрямку осі  $x$  неможливий. Відповідно,  $E(\xi^a)$  стає не негативною у всьому діапазоні амплітуд змінного струму. При цьому, водночас, нульове плато у  $E(\xi^a)$  зберігається до тих пір, як критичний струм для крутого бар'єру потенціалу не буде перевищено. Нарешті, при  $\xi^d > \xi_{c\ steep}^d \simeq 1.4$  рухомий стан вихора реалізується незалежно від значення  $\xi^a$ .

У режимі помірних і високих частот на рис. 3.3(b) і 3.3(c) треба зазначити фазосинхронні торочки, які обговорювалися у розділі 2. Зміна знаку ретчет-напруги спостерігається тільки при дуже малих постійних струмах, при чому сам ефект є малим у порівнянні з квазістатичним режимом. Це пов'язано з тим, що вихори мають тенденцію коливатися у межах однієї й тієї самої ями ППП при збільшенні частоти, що відповідає локалізованому стану вихора. Іншими словами, вплив ППП на динаміку вихора слабше при збільшенні частоти змінного струму. Природно, що внаслідок цього рух вихора стає нечутливим і до асиметрії ППП. Таким чином, помірні та високі частоти  $\Omega > 1$  несприятливі для спостереження кросоверу між зворотним і прямим ретчет-ефектом.

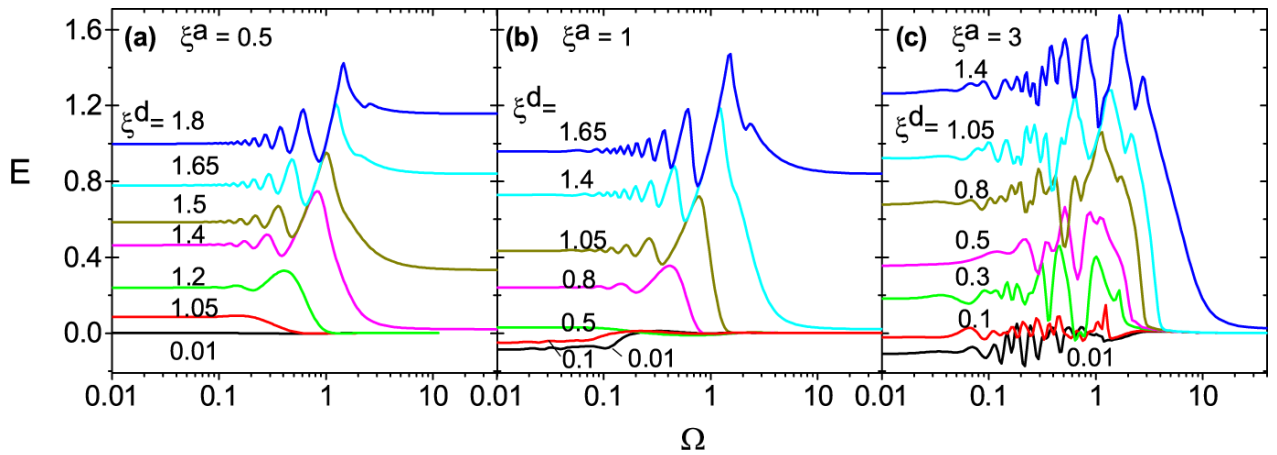


Рис. 3.4. Ретчет-напруга  $E$  як функція частоти  $\Omega$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$  при слабких (а), близькритичних (б) і закритичних (с) амплітудах змінного струму.

Частотну залежність постійної ретчет-напруги зображено на рис. 3.4. З графіка на рис. 3.4(а) виходить, що ретчет-відгук нульовий до тих пір, доки критичний схил ППП не буде досягнуто під дією постійного струму  $\xi^d \lesssim 1$ . Усупереч, при  $1 \lesssim \xi^d \lesssim 1.4$  криві починаються з постійного значення, мають фазо-синхронні торочки і, нарешті, виходять на нуль. Чим більше значення постійного струму, тим більша дисипація. Для закритичних постійних струмів  $\xi^d \gtrsim 1.4$  по відношенню до крутого схилу бар'єру ППП криві  $E(\Omega)$  виходять на постійні значення при  $\Omega \rightarrow \infty$ . Інший сценарій реалізується при близькритичній амплітуді  $\xi^a = 1$  на рис. 3.4(б). Для  $\xi^d \lesssim 0.3$  напруга негативна при частотах менших, ніж  $\Omega \simeq 0.2$ , а при більших частотах обертається в нуль. При  $\xi^d \gtrsim 0.3$  поведінка кривих якісно подібна до поведінки кривих при слабких змінних і субкритичних постійних струмах. У режимі сильних змінних струмів, як можна бачити для  $\xi^a = 3$  на рис. 3.4(с), залежності  $E(\Omega)$  являють собою нерегулярно осцилюючі криві, значення яких, здебільшого, повторює поведінку кривих при більш слабких змінних і субкритичних постійних струмах. У режимі сильних змінних амплітуд можна також ідентифікувати кількаразову зміну знаку ретчет-напруги при дуже малих постійних струмах  $\xi^d \lesssim 0.1$ .

Що стосується впливу температури  $g$  на ретчет-напругу  $E$ , треба зазначити, що збільшення температури також може призводити до зміни знаку  $E$ , як зображено на рис. 3.5 для субкритичних постійних і закритичних змінних струмів. У діапазо-

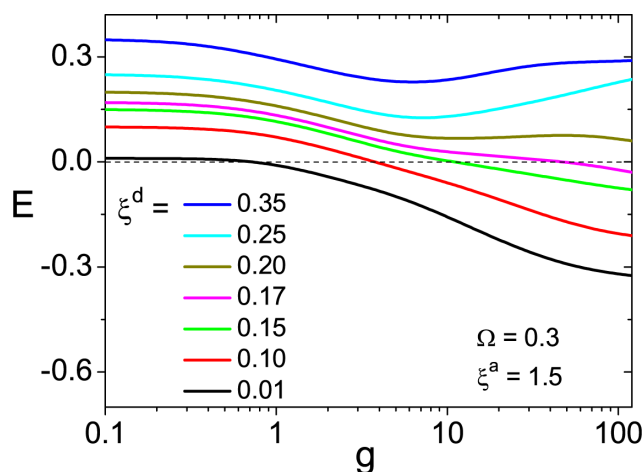


Рис. 3.5. Температурна залежність ретчет-напруги  $E(g)$  у режимі закритичних змінних струмів для ряду значень постійних струмів.

ні  $0.01 \lesssim \xi^d \lesssim 0.2$  і  $1 \lesssim g \lesssim 500$  спостерігається ефект термоактивованої інверсії ретчет-напруги  $E$  з негативної, при низьких температурах (великі  $g$ ), до позитивної при високих температурах (малі  $g$ ). Цей ефект може бути пояснено наступним чином. Збільшення температури призводить до збільшення ймовірності стрибків через бар'єри ППП, що завдяки її нелінійній залежності руйнує тонкий баланс між внутрішньою і зовнішньою асиметриями відносно постійного струму. При досить високих температурах ( $g \leq 1$ ) негативна ретчет-напруга не реалізується завдяки термоактивованому кросоверу до режиму вільної течії магнітного потоку. У цьому лінійному режимі напруга (в одиницях питомого опору течії потоку  $\rho_f$ ) дорівнює значенню постійного струму, див. криву для  $g = 0.1$  на рис. 3.5. Таким чином, температура являє собою ще один незалежний параметр, за допомогою якого завбачається можливість впливати на знак ретчет-напруги. Такий вплив можливий завдяки сильній нелінійності середньої сили пінінгу для розлогого і крутого схилів ППП як функції густини змінного струму  $\xi^d$  і температури  $g$ .

У підсумку можна зробити три висновки. По-перше, зміна знаку ретчет-напруги реалізується тільки для закритичних амплітуд змінного струму відносно розлогого схилу ППП. Ця умова необхідна для виникнення зворотного ретчет-ефекту, оскільки динаміка у легкому напрямку ППП відбувається у негативному напрямку осі  $x$  у задачі, що розглядалася. По-друге, інверсія ретчет-ефекту можлива тільки для таких малих значень постійного струму, для яких внутрішня асиметрія ППП ще не ефе-

ктивно компенсується зовнішньою асиметрією, яку привносить постійний струм. Нарешті, діапазон значень  $\xi^d$ , для яких інверсію ретчет-ефекту завбачено, ширше у квазістатичному режимі. Це пов'язано з тим, що для зменшення високочастотного депінінгу  $\Omega$  повинна бути досить малою.

### 3.2.3. Поглинання потужності змінного струму

Перед початком обговорення треба зазначити два різних режими у динаміці вихора залежно від вхідних параметрів експерименту. Перший режим — локалізований стан вихора, коли вихор осцилює у межах однієї ями ППП. У цьому режимі сили пінінгу домінують і відгук слабко дисипативний. Такий режим реалізується при низьких частотах  $\omega \ll \omega_p$  ( $\Omega \ll 1$ ). На відміну від цього, при високих частотах  $\omega \gg \omega_p$  ( $\Omega \gg 1$ ) сили тертя домінують і відгук сильно дисипативний. Аналіз низько-частотного режиму у термінах простих функцій при  $T = 0$  і  $0 < \xi^d < 1$  проводиться у главі 3.3.1.

Усереднена за періодом змінного струму потужність  $\bar{\mathcal{P}}(\omega)$ , яка поглинається в одиниці об'єму, для геометрії, коли струм є паралельним до каналів ППП ( $\alpha = 0^\circ$ ), має вигляд:

$$\bar{\mathcal{P}}(\Omega) = \rho_f \frac{(\xi^a)^2}{2} \text{Re}Z_1(\Omega), \quad (3.19)$$

де  $Z_1(\xi^a, \xi^d, \Omega, g)$  — нелінійний імпеданс, який залежить від вхідних параметрів і температури. З рівняння (3.19) випливає, що для аналізу залежності  $\bar{\mathcal{P}}(\xi^a, \xi^d, \Omega)$  достатньо обчислити резистивність  $\rho_1 \equiv \text{Re}Z_1(\xi^a, \xi^d, \Omega)$ . Результати для  $g = 100$  зображено на рис. 3.6.

Розглянемо спочатку криві на рис. 3.6(a) для  $\Omega = 0.01$ , що відповідає квазістатичному випадку. Для субкритичних нахилів ППП відносно його крутого схилу,  $\xi^d \lesssim \xi_{c \text{ steep}}^d$ , спостерігається поріг поглинання у кривих  $\rho_1(\xi^a)$ . Положення порогу співпадає з порогоми у відповідних кривих для ретчет-напруги на рис. 3.3(a). При близькритичних амплітудах змінного струму відносно крутого схилу бар'єру ППП криві  $\rho_1(\xi^a)$  характеризуються формою функції-сходінки, яка має нелінійний кросовер до одиниці. При близькритичних постійних струмах  $\xi^d \simeq 1.2$  розвивається ма-

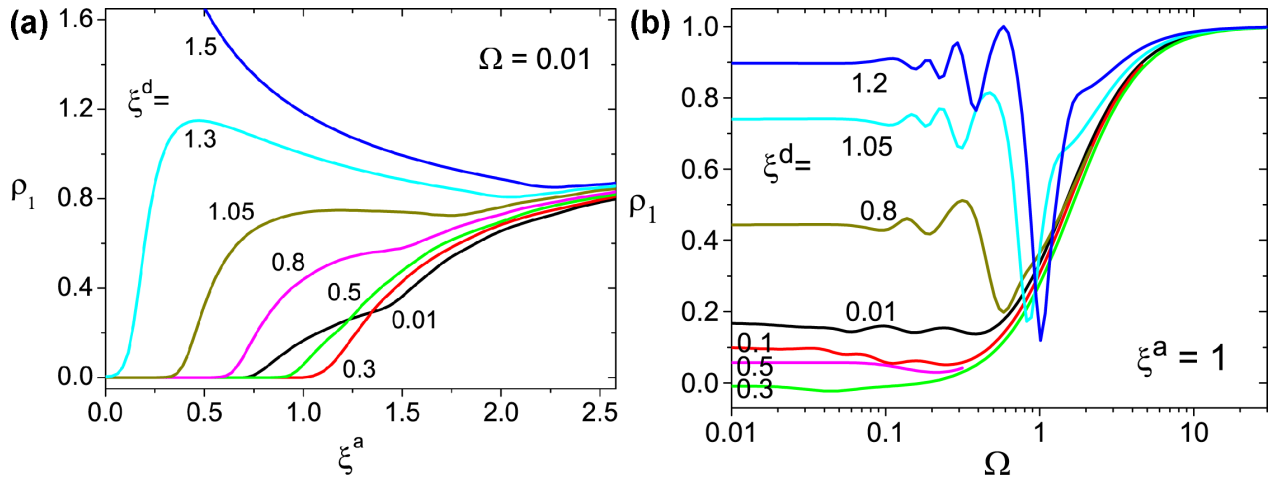


Рис. 3.6. (а) Резистивність  $\rho_1$  як функція густини амплітуди змінного струму  $\xi^a$  в адіабатичному режимі для ряду густин постійного струму  $\xi^d$ . (б) Частотна залежність резистивності  $\rho_1$  при помірних амплітудах змінного струму для ряду значень  $\xi^d$ .

ксимум у кривих при субкритичних змінних амплітудах  $\xi^a \simeq 0.7$ . Для закритичних постійних струмів  $\xi^a \gtrsim 1.4$  має місце сильне поглинання потужності при слабких змінних струмах. Причиною цього є рухомий стан вихора, який реалізується при закритичних постійних струмах. При помірних і високих частотах (не зображено) криві  $\rho_1(\xi^a, \xi^d, \Omega)$  швидко виходять на одиницю, оскільки високочастотний струм колише вихор у межах однієї ями ППП, що фізично відповідає істотному послабленню пінінгу.

Розглянемо частотну залежність  $\rho_1$  на рис. 3.6(b) при близькритичних амплітудах змінного струму  $\xi^a \simeq 1$  і зауважимо особливості, які виникають в окремому випадку  $\xi^d = 0.3$ . Ця крива цікава особливо, оскільки вона є функцією, яка відповідає результатам Коффі у Клема [180], які одержали частотну залежність поглинання потужності у лінійному наближенні за  $\xi^a$  у відсутності постійного струму для косинусоїдального ППП. Треба зазначити, що для параметру асиметрії  $e = 0.5$  значення  $\xi^d = 0.3$  є дуже близьким до того значення, коли внутрішня і зовнішня асиметрії ППП ефективно *компенсуються* і критичні струми для розлогого і крутого бар'єрів ППП збігаються. Якщо зменшити значення постійного струму, збільшення поглинання потужності пов'язано з рухомих станом вихора у негативному напрямку осі  $x$  завдяки *зворотному* ретчет-ефекту. Якщо, навпаки, збільшити значення постійного

струму, то збільшення поглинання потужності пов'язано з рухомим станом вихора у позитивному напрямку осі  $x$  завдяки *прямо*му ретчет-ефекту. Поведінка  $\rho_1(\Omega)$  при закритичних постійних струмах не є монотонною: при збільшенні  $\Omega$  особливості у кривих підсилюються і різкий мінімум з'являється при  $\Omega \simeq 1$ . Поява цього мінімуму, який залежить від частоти і температури, обговорювалася раніше у роботі [184] і приписувалася ефекту резонансної активації внаслідок термоактивованого зменшення часу виходу (escape time) броунівської частинки завдяки осциляторній зміні висоти ППП [286]. При збільшенні  $\xi^d$  мінімум зсувається у напрямку вищих частот.

При закритичних амплітудах змінного струму (не показано)  $\rho_1(\Omega)$  набуває великих значень відразу при низьких частотах  $\Omega \ll 1$  і швидко збільшується до одиниці. Відгук стає майже незалежним від значення постійного струму. У протилежному граничному випадку слабких змінних струмів (не показано)  $\rho_1(\Omega)$  майже збігається з відомим результатом Коффі і Клема для усіх значень постійного струму. Таким чином, різноманітність нелінійних режимів, які зазнає вихоровий ансамбль, стає найбільшою при помірних амплітудах змінного струму. Саме тому цей режим найбільш сприятливий для вивчення немонотонних особливостей у поглинанні потужності при малих частотах і мінімуму у  $\rho_1(\Omega)$  при  $\Omega \simeq 1$ .

Дотепер, наступні висновки можна сформулювати: У граничному випадку ефективно компенсованих асиметрій і  $\xi^a \ll 1$  виконується перехід до відомих результатів Коффі і Клема [180]. При сильних постійних струмах завбачено сильне поглинання потужності при низьких частотах і глибокий мінімум при  $\Omega \simeq 1$ . При слабких постійних струмах очікується немонотонна залежність  $\rho_1(\xi^d, \Omega)$  від  $\xi^d$ . Із проведеного аналізу випливає, що для спостереження завбачених ефектів є сприятливими частоти  $\omega \ll \omega_p$ . Це пов'язано з тим, що для цих ефектів важлива асиметрія і глибина ППП, які ефективно зникають завдяки високочастотному депінінгу вихора. Відповідно, цікавий режим низьких частот змінного струму буде розглянуто у наступній главі більш детально.



### 3.3. Обговорення результатів

#### 3.3.1. Квазістатичний режим

Завданням цієї глави є розглянути ретчет-напругу у квазістатичному режимі при нульовій температурі і з'ясувати походження інверсії ретчет-відгуку. Треба зазначити, що при  $T = 0$  ретчет-відгук можна обчислити за допомогою звичайної стаціонарної ВАХ. Відповідно, спочатку буде наведено результати для ВАХ для косинусоїдального потенціалу, які потім будуть узагальнені для асиметричного потенціалу за виразом (3.2).

Розглядається рух вихора у симетричному потенціалі  $U_p(x) = (U_p/2)[1 - \cos kx]$  під дією струму довільної величини  $j$  при нульовій температурі. У квазістатичному режимі струм  $j \equiv j(t) = j \cos \omega t$  змінюється дуже повільно з частотою  $\omega \rightarrow 0$ , так що можна ввести заміну  $x(t) \rightarrow r^m = \exp\{-imx\}$  у рівнянні Ланжевена (3.1). Тоді згідно з рівнянням (3.4) рівняння для моментів  $r^m$  набуває наступний вигляд:

$$ijr^m = [r^{m-1} - r^{m+1}]/2, \quad (3.20)$$

де було знехтувано доданком з  $\hat{t}d(r^m)/dt$ .

Після скорочення на  $r^{m-1}$  рівняння (3.20) може бути записано як

$$r^2 + 2ijr - 1 = 0, \quad (3.21)$$

корені якого мають вигляд:

$$r_{\pm} = \begin{cases} -ij \pm \sqrt{1 - j^2}, & |j| < 1, \\ -ij \pm i\sqrt{j^2 - 1}, & |j| > 1. \end{cases} \quad (3.22)$$

Відповідно, в адіабатичному режимі рівняння (3.5) має вигляд  $\langle v_x \rangle(t) = \Phi_0 j_c [j - \langle \sin x \rangle(t)]/c\eta$ , так що згідно з формулою (A.1) і виразом  $\langle \sin x \rangle(t) = -\text{Im}r$  для ВАХ можна записати

$$E_0(j) = j + \text{Im}r = \begin{cases} 0, & |j| < 1, \\ \pm\sqrt{j^2 - 1}, & |j| > 1. \end{cases} \quad (3.23)$$

Треба зазначити, що рівняння (3.23) математично відповідає ВАХ шунтованого опором джозефсонівського переходу, що висвітлюється, наприклад, у книзі Ліхарева [284].

Для асиметричного потенціалу  $U_p(x) = (U_p/2)[1 - \cos kx + e(1 - \sin 2kx)/2]$  рівняння для моментів  $r^m$  має вигляд

$$2ij = (r^{-1} - r) - ie(r^{-2} + r^2) \quad (3.24)$$

і може бути розв'язано за допомогою підстановки  $y = r^{-1} - r$ . Корені рівняння мають вигляд:

$$r_{\pm} = (iD \pm \sqrt{4 - D^2})/2, \quad (3.25)$$

де  $D \equiv A/2e = (1 - \sqrt{1 + 8e(e + j)})/2e$ .

ВАХ для асиметричного ППП має вигляд

$$E_0(j) = j + \text{Im}r + e[1 - 2(\text{Im}r)^2] \quad (3.26)$$

і зображена на рис. 3.7(а) для  $e = 0.5$  поруч з ВАХ для симетричного потенціалу ( $e = 0$ ). Можна бачити різницю між значеннями струмів депінінгу для розлого і крутого схилу бар'єру ППП. Можна також показати, що ВАХ  $E_0(j)$  на рис. 3.7(а) співпадає з ВАХ  $E(\xi^d)$ , обчисленої за рівнянням (3.12) у граничному випадку нульової температури і дуже низьких частот.

Ретчет-напругу  $E^r$  можна обчислити за допомогою заміни  $j \rightarrow j \cos \omega t + j_0$  (нехай  $j_0 = 0.1$  для визначеності). Оскільки потрібно обчислити середню ретчет-напругу  $E^r$  у присутності струму ( $j \cos \omega t + j_0$ ), функцію  $E$  треба інтегрувати за періодом змінного струму  $T_\omega$

$$E^r \equiv \frac{1}{T_\omega} \int_0^{T_\omega} dt E(j \cos \omega t + j_0). \quad (3.27)$$

Рівняння (3.27) може бути зведено до суми двох інтегралів для позитивної і негативної напівхвилі змінного струму. З'інтегрувавши вирази для відповідних значень  $t$  з урахуванням виразів під радикалами у формулі (3.25), остаточний результат для ретчет-напруги  $E^r(j \cos \omega t + j_0)$  зображено на рис. 3.7(б) суцільною лінією. Точний результат (3.12) у термінах матричних ланцюгових дробів для  $j_0 = 0.1$  зображено

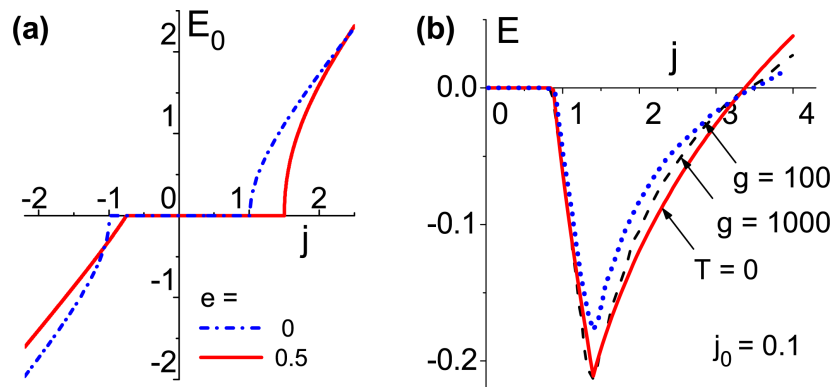


Рис. 3.7. (а) ВАХ  $E_0(j)$  за рівнянням (3.26) у відсутності постійного струму в адіабатичному випадку при нульовій температурі. (б) Ретчет-напругу при  $T = 0$  за рівнянням (3.27) (суцільна лінія) побудовано поруч з точним розв'язком для  $E^d(j)$  за формулою (3.15) при  $\Omega = 0.001$ ,  $j_0 = 0.1$  і  $g = 1000$  (риски) і  $g = 100$  (пунктир).

рисками. Дві криві майже співпадають: обидві мають нульове плато для  $j \lesssim 0.7$ , за яким спостерігається мінімум  $E < 0$ . При подальшому зростанні  $j$  обидві криві демонструють зміну знаку, сягають максимуму і, нарешті, виходять на нуль при дуже великих  $j$  (не показано).

### 3.3.2. Довільний параметр асиметрії

В якості узагальнення отриманих результатів, на рис. 3.8 зображено повне вікно параметрів ( $\xi^d$ ,  $\xi^a$ ,  $e$ ) при  $g = 100$ , коли інверсія ретчет-ефекту має місце у квазістатичному випадку  $\Omega = 0.01$ . Треба зазначити, що інверсія ретчет-ефекту можлива тільки при близькритичних амплітудах змінного струму і глибоко субкритичних постійних струмах, як зображено на рис. 3.8(a). Можна відстежити, що при зростанні  $\xi^d$  критичний струм для розлогого схилу  $\xi_{c \text{ gentle}}$  збільшується, у той час як критичний струм для крутого схилу  $\xi_{c \text{ steep}}$  зменшується. При  $\xi^d \approx 0.36$  задовольняється умова ефективної компенсації асиметрій  $\xi_{c \text{ gentle}} = \xi_{c \text{ steep}}$ , так що при  $\xi^d \gtrsim 0.36$  зворотний ретчет-ефект (негативна напруга) є більш неможливим. З графіка на рис. 3.8(b) виходить, що зворотний ретчет-ефект реалізується у найбільш широкому діапазоні постійних струмів  $0 < \xi^d \lesssim 0.4$  при  $e \approx 1$ . Водночас, треба зазначити, що треба відда-

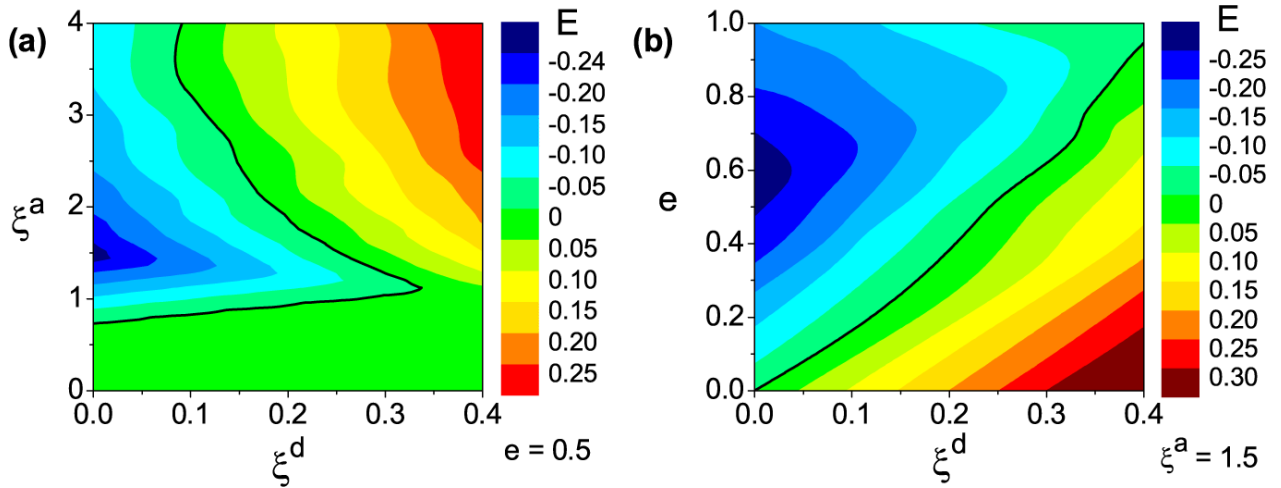


Рис. 3.8. Контурні графіки  $E(\xi^d, \xi^a)$  для  $e = 0.5$  (a) і  $E(e, \xi^d)$  для  $\xi^a = 1.5$  (b) ілюструють інверсію ретчет-напруги. Товста суцільна лінія відповідає  $E = 0$ .

вати перевагу параметру асиметрії  $e \simeq 0.5$  для спостереження найбільшого спектру динамічних режимів у русі вихора.

У підсумку, необхідно зазначити, що ступінь асиметрії, який визначається параметром  $e$  у рівнянні (3.2) може бути змінений у меншому діапазоні, ніж ступінь привнесеної асиметрії, яка визначається значенням постійного струму. Відповідно, зворотний ретчет-ефект, що виникає завдяки цієї внутрішньої асиметрії, є можливим тільки при слабких постійних струмах.

Таким чином, незважаючи на відмінність модельного асиметричного потенціалу пінінгу, який застосовувався у цьому розділі, від більш складного двовимірного ландшафту пінінгу у роботі Джина з співавторами [212], зміну знака ретчет-напруги вдалося пояснити у термінах конкуренції внутрішньої асиметрії ППП з асиметрією, яка привноситься постійним струмом. Цікаво, що аналогічний механізм зміни знака ретчет-напруги обговорювався також у задачі про джозефсонівський ретчет у роботі [196], де автори пояснювали їх експериментальні результати у термінах “навантажування” їх ретчету постійним струмом.

### 3.4. Висновки до розділу 3

Проведений теоретичний опис ретчет-ефекту у надпровідних плівках з асиметричним ППП типу пральної дошки дозволяє сформулювати наступні висновки:

- Метод розв'язування рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів було істотно узагальнено на випадок асиметричних періодичних потенціалів типу пральної дошки.
- ВАХи зразка у відсутності змінного струму демонструють два різні значення постійного критичного струму для легкого і важкого напрямку руху вихора поперек каналів ППП. У присутності змінного струму передбачено сходинки Шапіро, які є різними для різних полярностей постійного струму.
- Передбачено зміну знаку ретчет-напруги для закритичних амплітуд змінного струму відносно розлогого схилу ППП і малих значень постійного струму, для яких внутрішня асиметрія ППП ще не ефективно компенсується зовнішньою асиметрією, яку привносить постійний струм. Найбільш цікавим режимом для експериментального спостереження інверсії ретчет-ефекту є режим низьких частот.
- Математична аналогія рівняння Ланжевена, яке розв'язується у розділі для асиметричного потенціалу пінінгу, до рівнянь, які використовуються для опису інших систем з періодичним потенціалом, дозволяє прогнозувати можливість узагальнення теоретичного опису для подальших систем [10]. А саме, запропонований метод може стати в нагоді для таких областей, як динаміка спінових хвиль, нелінійний імпеданс джозефсонівських переходів [291], релаксація намагніченості [292], стохастичний резонанс [293] і динаміка скірміонів [15].
- Наявність добре визначеної, простої і водночас експериментально реалістичної системи, дозволяє прогнозувати використання завбачених ефектів у надпровідних флюксонних приладах, деякі з яких будуть розглядатися більш детально у розділі 4 теоретично і у розділі 8 експериментально.

## РОЗДІЛ 4

### ЗАСТОСУВАННЯ ЕФЕКТІВ У ФЛУКСОННИХ ПРИЛАДАХ

Простота та експериментальна реалістичність моделі, яка розглядалася у розділах 2 і 3 і має точний розв'язок, дозволили не тільки пояснити експериментальні результати Джина з співавторами [212], але й наштовхнули нас на нові ефекти, частину з яких нам вдалося спостерігати в експериментах розділів 7 і 8. Ці результати, у доповненні до результатів теоретичних розділів 2 і 3, мотивували нас приділити увагу цілому ряду ефектів, які можна застосувати у ряді абрикосівських флюксонних приладів і які обговорюються у цьому розділі. Зокрема, це такі надпровідні прилади як високочастотний випрямляч, перетворювач частоти, генератор імпульсів і стохастичний підсилювач. Викладається також процедура визначення координатної залежності потенціалу пінінгу довільної форми з даних про зменшення частоти депінінгу у присутності постійного струму, що являє собою новий метод неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках. Результати розділу оприлюднені у журнальних статтях [29, 30, 35, 36, 40, 41] і матеріалах конференцій [56, 57, 63].

#### 4.1. Випрямляч змінного струму

##### 4.1.1. Симетричний потенціал пінінгу

Здатність вихрових ретчетів випрямляти змінний сигнал являє собою лише одну з перспективних для приладів властивостей. Так, однією з характеристик випрямлячів є максимальна частота змінного струму, вище якої випрямлення стає не ефективним. Для вихрового схилоного ретчету, який розглядався у розділі 2, важливою особливістю є те, що критична частота (частота зрізу), яка відмежовує з'явлення постійної напруги від нульового плато, залежить від значення постійного струму. Природно, цей ефект може бути застосовано у випрямлячі, який функціонує для змінних струмів з частотою менших за частоту зрізу  $\Omega_c$ , яка, у свою чергу, визначається прикладеним до приладу постійним струмом.

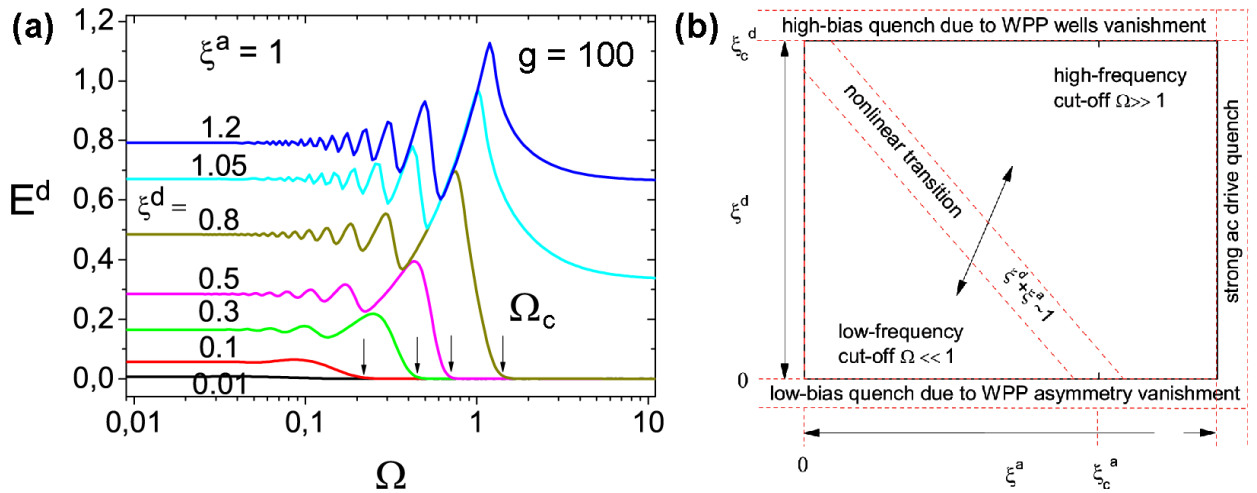


Рис. 4.1. (а) Ретчет-напряга  $E^d$  як функція частоти змінного струму  $\Omega$  при критичній густині амплітуди змінного струму  $\xi^a = 1$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$ . Частоти зрізу  $\Omega_c$  показано стрілками. (б) Вікно робочих параметрів випрямляча, як пояснюється у тексті.

Частотну характеристику схиленого ретчету на рис. 4.1(а) і залежність частоти зрізу від вхідних параметрів було проаналізовано у розділі 2. Діапазон робочих параметрів приладу може бути зображено схематично, як зазначено на рис. 4.1(б). А саме, робоче  $(\xi^d, \xi^a)$ -вікно приладу обмежено вертикальної віссю постійних струмів і горизонтальною віссю змінних струмів, які відповідають одному з граничних випадків, при яких реалізується зрив роботи випрямляча. Так, у граничному випадку нульового постійного струму зрив має місце завдяки зникненню асиметрії ППП, оскільки у цьому режимі система з симетричним потенціалом не має ретчет-властивостей. У протилежному граничному випадку дуже сильних постійних струмів зрив відбувається завдяки надмірно сильному нахилу ППП, що призводить до зникнення бар'єрів ППП і, відповідно, зникає частотна залежність напруги. Вертикальна лінія зліва зображує тривіальну границю, коли нема вхідного змінного струму і, отже, не може очікуватися вихідний ретчет-сигнал. Вертикальна лінія справа відповідає за надто сильним амплітудам змінного струму, коли вплив ППП на ретчет-відгук перестає бути ефективним. Діагональні лінії визначають область, у межах якої  $\xi^d + \xi^a \approx 1$ . У цій області навіть мала зміна одного або обох вхідних параметрів призводить до істотної зміни частоти зрізу випрямляча, яку може бути переналаштовано у най-

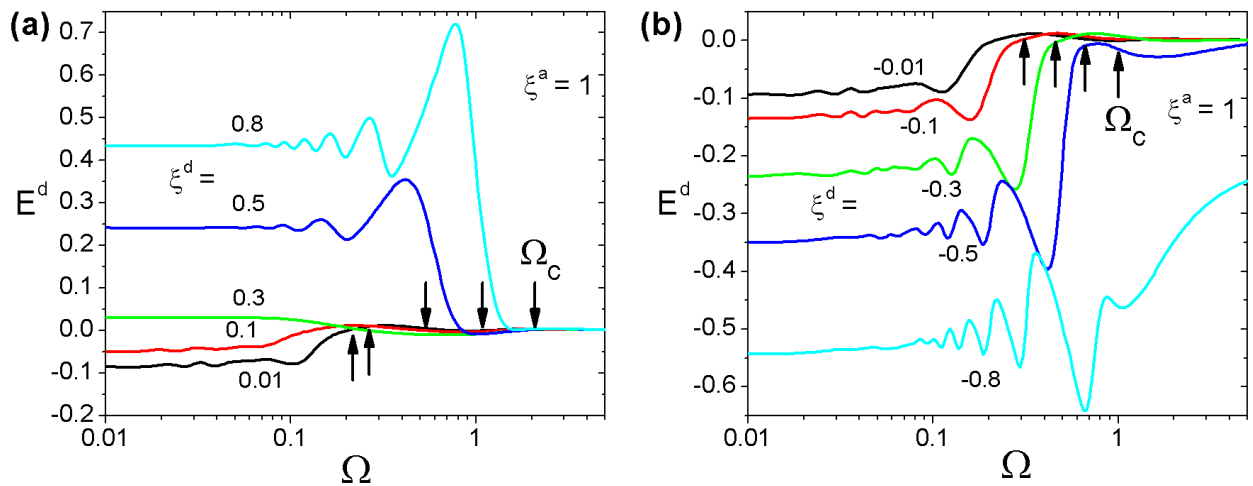


Рис. 4.2. (а) Ретчет-напруга  $E^d$  як функція частоти змінного струму  $\Omega$  при критичній густині амплітуди змінного струму  $\xi^a = 1$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$  позитивної (а) і негативної (б) полярності при  $g = 100$ . Визначення частоти зрізу  $\Omega_c$  показано стрілками.

більш широкому діапазоні. Усупереч, якщо бажано слабке перестроювання частоти зрізу випрямляча, робочу точку треба вибрати зовні зазначеної діагональної смуги з оглядом на потрібний частотний діапазон роботи приладу.

#### 4.1.2. Асиметричний потенціал пінінгу

Частотну характеристику хитного ретчету для обох полярностей постійного струму показано на рис. 4.2. Можна бачити основний новий ефект, який виникає завдяки асиметрії потенціалу пінінгу: зменшення частоти зрізу у присутності постійного струму стає різним при зміні його полярності. До того ж, для позитивних значень  $\xi^d$ , для якого динаміка вихора відбувається проти крутого схилу потенціалу, можна бачити інверсію ретчет-ефекту, тобто зворотний діодний ефект. Природно, що для “легкого” напрямку динаміки вихора проти розлогого схилу потенціалу пінінгу, ефективний струм депінінгу є меншим, що призводить до досягнення максимальної регульованої струмом частоти зрізу при  $\xi^d \approx 0.7$ . При більших негативних значеннях струму перехід від сильної дисипації до незначної стає дуже розмитим, що свідчить про те, що для керування частотою зрізу випрямляча треба віддавати перевагу динаміці вихорів проти крутого схилу потенціалу пінінгу. Таким чином, залежно від



симетрії пінінг-структури і вибору робочих параметрів частоту зрізу випрямлячів може бути налаштовано у широкому діапазоні. Експериментальне спостереження комплементарного ефекту у поглинанні потужності доповідається у розділі 8. Комбінація різних типів пінінг-наноструктур у трансмісійній лінії дозволила створити флюксонний метаматеріал з квантованими рівнями поглинання потужності.

## 4.2. Перетворювач частоти змінного струму

У розділах 2 і 3 розглядалося два типу відгуків вихрових ретчетів, а саме: напруженість постійного електричного поля і поглинання потужності змінного струму. Водночас, модельна система, яка застосовувалася у розділах 2 і 3, дозволяє одержати вирази для нелінійних відгуків на гармоніках частоти змінного струму  $\omega$ , а саме:

$$\begin{cases} \langle E_y^{ac} \rangle_t = (n\rho_f j_c / D) \sum_{k=1}^{\infty} (j^{ac})^k \text{Re}\{Z_k(\omega) e^{ik\omega t}\}, \\ \langle E_x^{ac} \rangle_t = \rho_f j_x^{ac} \cos \omega t - \delta \langle E_y^{ac} \rangle_t \end{cases} \quad (4.1)$$

де

$$Z_k(\omega) = \delta_{1,k} - [i\psi_k^{(1)}(\omega) - e\psi_k^{(2)}(\omega)] / (j^{ac})^k \quad (4.2)$$

і  $\delta_{1,k}$  — символ Кронекера.

Для схилоного ретчету проаналізуємо графічно відгук на третій гармоніці, який може досліджуватися експериментально за допомогою методик, що використовувалися у роботах [294–298], як функцію частоти, густини постійного струму, густини амплітуди змінного струму і температури (у термінах безрозмірної оберненої температури  $g$ ). Обмежимо розгляд випадком симетричного ППП ( $e = 0$ ) і рухом вихора поперек каналів потенціалу ( $\alpha = 0$ ). Розглянемо реальну частину трансформаційного коефіцієнту  $\text{Re}Z_3$  і його абсолютне значення  $|Z_3| = [(\text{Re}Z_3)^2 + (\text{Im}Z_3)^2]^{1/2}$ , зазначаючи наперед, що подібні особливості притаманні усім  $k$ -тим трансформаційним коефіцієнтам.

На рис. 4.3(а) побудовано частотну залежність  $\text{Re}Z_3(\Omega)$  і  $|Z_3(\Omega)|$  при близькритичній густині постійного струму  $\xi^d = 0.95$ , субкритичній густині амплітуди змінного струму  $\xi^a < 1$  і помірно низькій температурі  $g = 100$ . Як впливає з графіка,

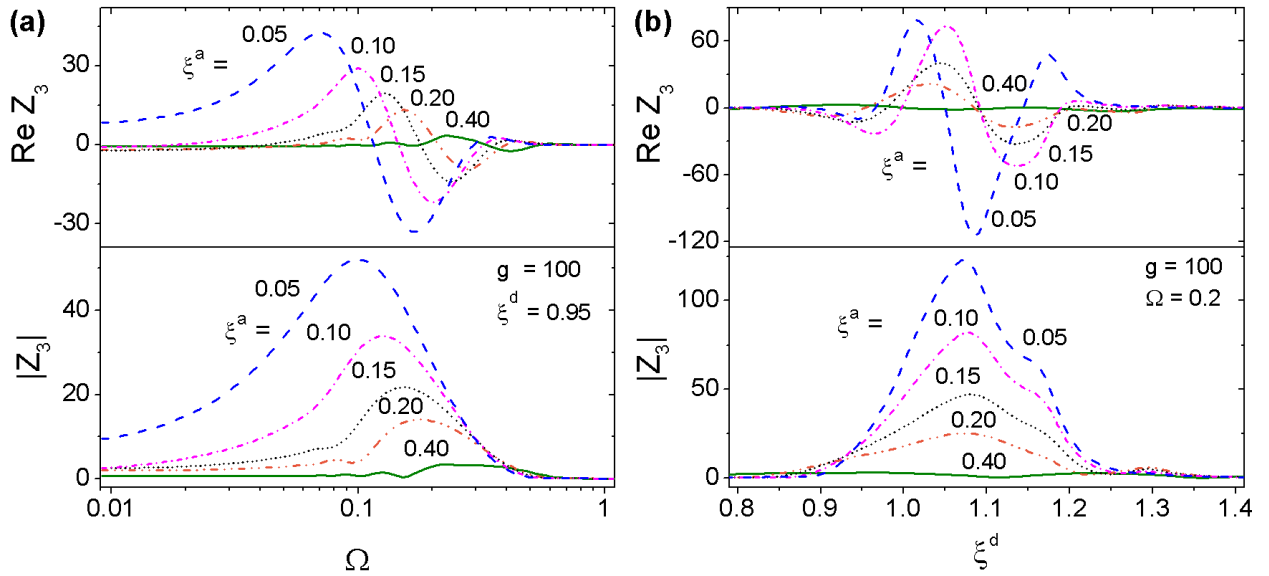


Рис. 4.3. Реальна частина трансформаційного коефіцієнту  $\text{Re}Z_3$  і його абсолютного значення  $|Z_3|$  (a) як функція частоти  $\Omega$  для ряду значень густини амплітуди постійного струму  $\xi^a$  і (b) як функція густини постійного струму  $\xi^d$  для ряду значень  $\xi^a$ . Особливості у кривих виражені сильніше при близькритичних постійних струмах  $\xi^d \simeq 1$ .

$\text{Re}Z_3(\Omega)$  має осцилюючу форму, тоді як криві  $|Z_3(\Omega)|$  мають форму куполу. Обидві криві виходять на нуль при  $\Omega \rightarrow 0$  і  $\Omega \rightarrow 1$  та істотно немонотонні при помірних частотах  $\Omega \simeq 0.1$ . Величини екстремумів збільшуються при зростанні  $g$  і зменшенні  $\xi^a$ . Кількаразові зміни знаку спостерігаються у кривій  $\text{Re}Z_3(\Omega)$  при  $\Omega = 0.1 \div 0.3$ . Негативна реальна частина нелінійного імпедансу  $\text{Re}Z_1$  відома у задачі про шунтований опором джозефсонівський перехід [291] і використовується для параметричних підсилювачів. Відповідно, немонотонні залежності  $\text{Re}Z_3$  і  $|Z_3|$  як функції  $\Omega$  і  $\xi^d$  можуть застосовуватися для перетворення частоти на третю гармоніку.

З рис. 4.3(b) випливає, що більші абсолютні значення  $\text{Re}Z_3$  і  $|Z_3|$  реалізуються при близькритичних постійних струмах  $0.9 \lesssim \xi^d \lesssim 1.3$ . З математичної точки зору цей ефект пов'язаний з істотним збільшенням ефективного коефіцієнту дифузії броунівської частинки у схиленому ППП при його критичному нахилі [299]. Це збільшення коефіцієнту дифузії, у свою чергу, пов'язано з резонансно-активованим зменшенням середнього часу виходу броунівської частинки завдяки осциляторній зміні висоти бар'єрів ППП [286]. Цей ефект проявляється також і у відгуках на вищих

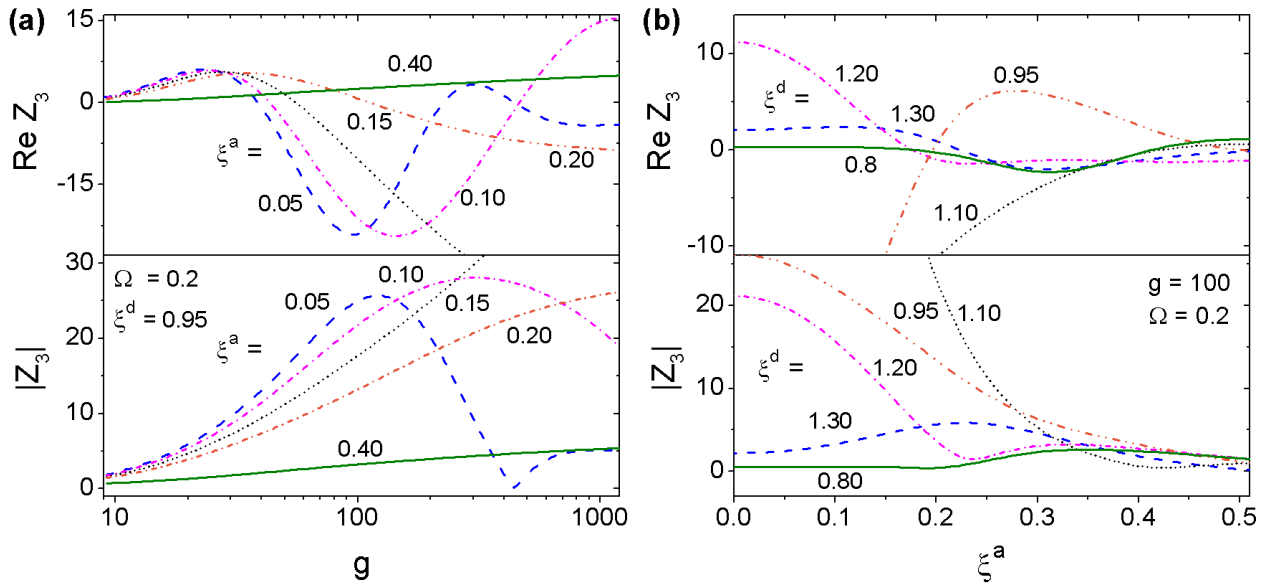


Рис. 4.4. Реальна частина трансформаційного коефіцієнту  $\text{Re} Z_3$  і його абсолютного значення  $|Z_3|$  (a) як функція оберненої температури  $g$  для ряду густин амплітуди змінного струму  $\xi^a$ . Екстремуми у кривих породжені явищем стохастичного резонансу, який призводить до підсилення перетворення частоти на третю гармоніку при певних значеннях температури. (b)  $\text{Re} Z_3$  і  $|Z_3|$  як функції  $\xi^a$  для ряду густин постійного струму  $\xi^d$ .

гармоніках, присутність яких пов'язана з сильною нелінійністю динаміки вихора у потенціалі пінінгу.

Найбільш цікаву поведінку мають криві  $\text{Re} Z_3$  і  $|Z_3|$  як функції оберненої температури  $g$  на рис. 4.4(a). Ряд максимумів у  $\text{Re} Z_3(g)$  і  $|Z_3|(g)$  є проявом стохастичного резонансу [293, 300], який буде розглянуто більш детально у наступній главі. Так, підсилення  $3\omega$ -сигналу являє собою перетворення змінного струму, яке може контролюватися рівнем шуму,  $\xi^d$ ,  $\xi^a$  і  $\Omega$ . Для повноти, на рис. 4.4(b) побудовано  $\text{Re} Z_3$  і  $|Z_3|$  як функції густини амплітуди змінного струму  $\xi^a$ . Як впливає з рис. 4.4(b), особливості у  $\text{Re} Z_3$  і  $|Z_3|$  очікуються більш сильними при  $\xi^a \lesssim 0.5$ , тобто при слабких високочастотних струмах.

Таким чином, розгляд перетворення змінного струму на третю гармоніку дозволяє сформулювати наступний висновок: Передбачено перетворення частоти, яке стимульоване термофлуктуаціями при  $\Omega \simeq 0.2\Omega_p$ ,  $\xi^d < \xi_c$ ,  $\xi^a \ll \xi_c$  і відносно низьких температурах  $T \simeq 0.005U_p$  у порівнянні з енергією активації пінінгу.

### 4.3. Стохастичний підсилювач слабких сигналів

#### 4.3.1. Інтуїтивний сценарій стохастичного резонансу

Термін “стохастичний резонанс” означає, що періодичний відгук системи може бути модифіковано через її внутрішній шум [293, 300]. Цей феномен притаманний нелінійним системам, у яких присутні три елемента: енергетичний бар’єр, слабе періодичне збудження і джерело шуму. Наноструктуровані надпровідні плівки являють собою, зокрема, таку систему для абрикосівських вихорів, оскільки енергетичний бар’єр реалізується через потенціал пінінгу, система має природні термофлуктуації, а слабе періодичне збудження у поєднанні з контрольованим зменшенням висоти бар’єру забезпечується змінним і постійним струмом відповідно. У цій главі буде пояснено якісно походження стохастичного резонансу у системі, яка досліджується, проаналізовано точні результати для температурних залежностей нелінійного імпедансу і наведено переходи до граничних випадків, які розглядалися іншими авторами.

Інтуїтивно сценарій стохастичного резонансу може бути з’ясовано наступним чином. Розглянемо динаміку вихорів у присутності постійного і змінного струмів  $\xi^d + \xi^a \cos \omega t$  з  $\xi^a \ll \xi^d$  і  $\omega \ll \omega_p$  ( $\Omega \ll 1$ ). Перша умова дозволяє розв’язувати задачу у лінійному наближенні, а друга означає квазістатичний режим. ВАХ системи, яка досліджується, зображено на рис. 4.5(а) для ряду обернених температур  $g$  у широкому діапазоні. Криві на рис. 4.5(а) являють собою відомі ВАХ як для динаміки абрикосівських вихорів [6], так і для шунтованого опором джозефсонівського контакту [284]. По мірі збільшення температури (зменшення  $g$ ) розвивається нелінійний кросовер від термоактивованого режиму течії потоку при субкритичних струмах  $\xi^d < 1$  до омичного режиму в’язкої течії потоку при закритичних струмах  $\xi^d > 1$ .

Розглянемо тепер ВАХ у присутності суми постійного і змінного струмів, для якої у лінійному відгуці у квазістатичному режимі можна записати:

$$E(\xi^d + \xi^a \cos \omega t) \approx E(\xi^d) + \frac{\partial E(\xi^d)}{\partial \xi^d} \xi^a \cos \omega t. \quad (4.3)$$

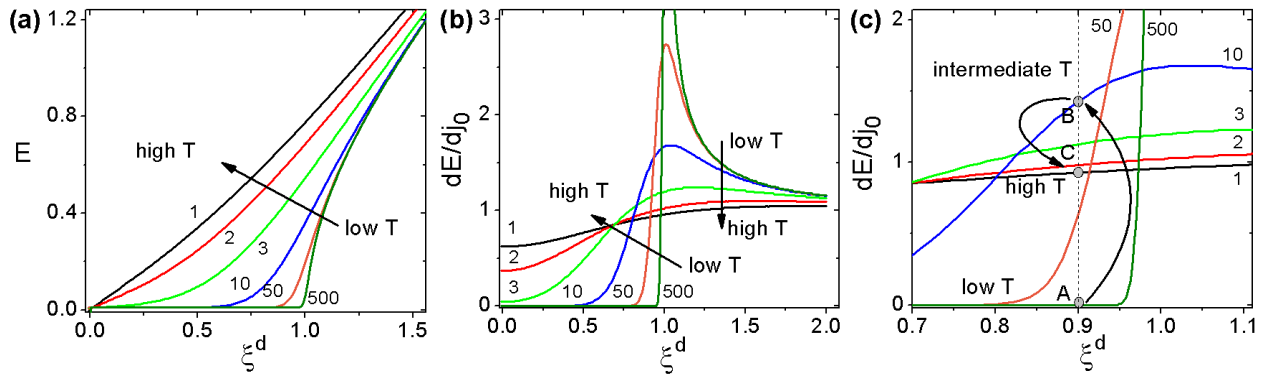


Рис. 4.5. (а) ВАХ  $E(\xi^d)$  за виразом (2.2) та її похідна за постійним струмом (b) для густини амплітуди змінного струму  $\xi^a = 0.01$  і частоти  $\Omega = 0.01$  для ряду обернених температур  $g \equiv U_p/2T$ . (с) Збільшена область близькритичних струмів  $\xi^d \lesssim 1$  ілюструє немонотонну залежність  $\partial E/\partial \xi^d$  від температури.

З'ясуємо поведінку коефіцієнту перед  $\xi^a \cos \omega t$  як функції температури. Залежність  $\partial E(\xi^d)/\partial \xi^d$  побудовано на рис. 4.5(b). Вона має особливість типу дельта-функції поблизу  $\xi^a = 1$  у граничному випадку нульової температури і, що більш важливо для подальшого аналізу, дві якісно протилежні залежності від температури при субкритичних і закритичних струмах  $\xi^d$ . Виберемо точку на осі струмів не дуже далеко від  $\xi^d = 1$  (нехай  $\xi^d = 0.9$  для визначеності) і простежимо за змінами у  $\partial E(\xi^d)/\partial \xi^d$  при зростанні температури. Графік на рис. 4.5(c) виявляє, що  $\partial E(\xi^d)/\partial \xi^d$  є майже нульовою при дуже низьких температурах  $g = 500$  (точка А), сягає максимуму при помірних температурах (точка В) і зменшується до одиниці у граничному випадку високих частот (точка С). Стає зрозуміло, що  $\partial E(\xi^d)/\partial \xi^d$  зазнає підсилення при певних рівнях шуму при  $\xi^d \lesssim 1$ , що являє собою феномен стохастичного резонансу при  $\xi^a \ll \xi^d$  і  $\Omega \ll 1$ . Аналітичні результати для змінного відгуку при довільних частотах розглядаються у наступній главі.

#### 4.3.2. Аналітичні результати для лінійного відгуку

Лінійний імпеданс  $Z_{\text{lin}}(g, \xi^d, \Omega)$  може бути аналітично одержаний з рівняння (2.1) методом власних значень [10]. Згідно з цим методом [10],  $Z_{\text{lin}}(g, \xi^d, \Omega)$  може бути записано у термінах модифікованих функцій Бесселя  $I_\nu(z)$  у наступній формі:

$$Z_{1\text{lin}} = 1 - \frac{1}{2} \left[ \frac{I_{1+\mu}(g)}{I_{\mu}(g)(\lambda + i\Omega)} + \frac{I_{1-\mu}(g)}{I_{-\mu}(g)(\lambda^* + i\Omega)} \right], \quad (4.4)$$

$$\lambda = I_{\mu}(g)I_{1+\mu}(g) / \left[ 2 \int_0^g I_{\mu}(t)I_{1+\mu}(t)dt \right],$$

де  $\lambda$  — ефективне власне значення [10] і  $\mu \equiv ig\xi^d$ .

У граничному випадку  $\Omega = 0$  рівняння (4.4) для  $Z_{1\text{lin}} \equiv d[\xi^d v_0(\xi^d)]/d\xi^d$  має вигляд:

$$Z_{1\text{lin}}(g, \xi^d, 0) = 1 - \text{Re} \left\{ \left[ 2/I_{\mu}^2(g) \right] \int_0^g I_{\mu}(t)I_{1+\mu}(t)dt \right\}, \quad (4.5)$$

що являє собою точний вираз для безрозмірного статичного диференціального опору в аналітичній формі.

У граничному випадку  $\xi^d = 0$  рівняння (4.4) еквівалентно добре відомим результатам Коффі і Клема [180]. І дійсно, у цьому випадку у рівнянні (4.4)  $\mu = 0$  і  $\lambda = \lambda^* = I_0(g)I_1(g)/[I_0^2(g) - 1]$ . Тоді

$$Z_{1\text{lin}}(g, 0, \Omega) \equiv Z_{1\text{lin}}^0 = \frac{v_{00} + \Omega^2 + i\Omega(1 - v_{00})}{1 + \Omega^2}, \quad (4.6)$$

де  $v_{00} \equiv v_0(\xi^d = 0) = 1/I_0^2(g)$  — крип-фактор [180, 301] і  $\tau = \hat{\tau}/\lambda = \hat{\tau}[I_0^2(g) - 1]/I_0(g)I_1(g)$  — характерний час релаксації. Оскільки  $Z_{1\text{lin}}^0 = \rho_{1\text{lin}}^0 - i\zeta_{1\text{lin}}^0$ , де  $\rho_{1\text{lin}}^0$  і  $\zeta_{1\text{lin}}^0$  — лінійна резистивність і реактивність у відсутності постійного струму відповідно, з рівняння (4.6) виходить, що

$$\rho_{1\text{lin}}^0(\Omega, g) = 1 - \frac{1 - v_{00}}{1 + \Omega^2}, \quad \zeta_{1\text{lin}}^0 = -\frac{\Omega(1 - v_{00})}{1 + \Omega^2}. \quad (4.7)$$

У граничному випадку нульової температури ( $g \rightarrow \infty$ ) з виразів (4.7) природно впливають результати Джіттлемана і Розенблюма [5], оскільки  $v_{00} \rightarrow 0$  і  $\tau \rightarrow \hat{\tau}$ .

### 4.3.3. Точні результати для нелінійного відгуку

На рис. 4.6 зображено результати для абсолютного значення нелінійного імпедансу  $|Z_1|$  за рівнянням (2.5) як функції безрозмірної температури  $t \equiv T/U_p$ . Можна бачити, що усі криві мають форму купола, спричинену стохастичним резонансом.

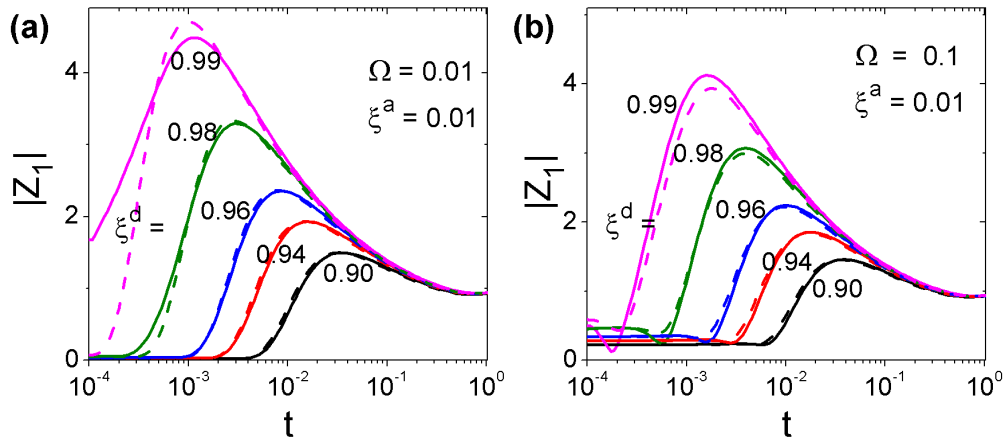


Рис. 4.6. Абсолютне значення нелінійного імпедансу  $|Z_1|$  як функція безрозмірної температури  $t$  за формулою (2.5) при малих густинах амплітуди змінного струму  $\xi^a = 0.01$  і ряду густин постійного струму  $\xi^d$  у квазістатичному режимі  $\Omega = 0.01$  (a) і  $\Omega = 0.1$  (b). Розв'язок у лінійному відгуці за формулою (4.4) зображено рисками.

Дійсно, у випадку низьких температур  $t \rightarrow 0$  маємо  $|Z_1(t)| \rightarrow 0$ , тоді як  $|Z_1(t)| \rightarrow 1$  у режимі високих температур  $t \rightarrow 1$ . З рис. 4.6 випливає, що лінійний відгук за рівнянням (4.4) є доброю апроксимацією до точних результатів за рівнянням (2.5) при малих амплітудах змінного струму і усіх постійних струмах окрім близькритичних, для яких розбіжність максимальна [див. криву  $\xi^d = 0.99$  на рис. 4.6(a)]. По мірі зростання частоти  $\Omega$  процеси високочастотного депінінгу стають більш інтенсивними. Це призводить до розмиття особливості при  $\xi^d = 1$ , що можна зрозуміти за допомогою рис. 4.5(b). У результаті при  $\Omega = 0.1$  розв'язок для лінійного відгуку на рис. 4.6(b) розходиться з точними результатами менше навіть при  $\xi^d = 0.99$ .

На рис. 4.7 зображено абсолютне значення трансформаційного коефіцієнту на третій гармоніці  $|Z_3|$  як функція температури  $t$  для ряду густин постійного струму. Відгук на третій гармоніці виникає завдяки сильній нелінійності відгуку при параметрах, близьких до оптимальних умов стохастичного резонансу. Так, поблизу точки сингулярності  $\xi^d \lesssim 1$  нелінійний відгук виникає навіть у режимі дуже малих амплітуд змінного струму. На рис. 4.7(a) температурна залежність  $|Z_3|(t)$  має форму куполу, тоді як з рис. 4.7(b) випливає, що підсилення сигналу на третій гармоніці найбільш ефективно при малих амплітудах змінного струму. Таким чином,  $Z_1$  і  $Z_3$  демонструють підсилення при певному рівні шуму.

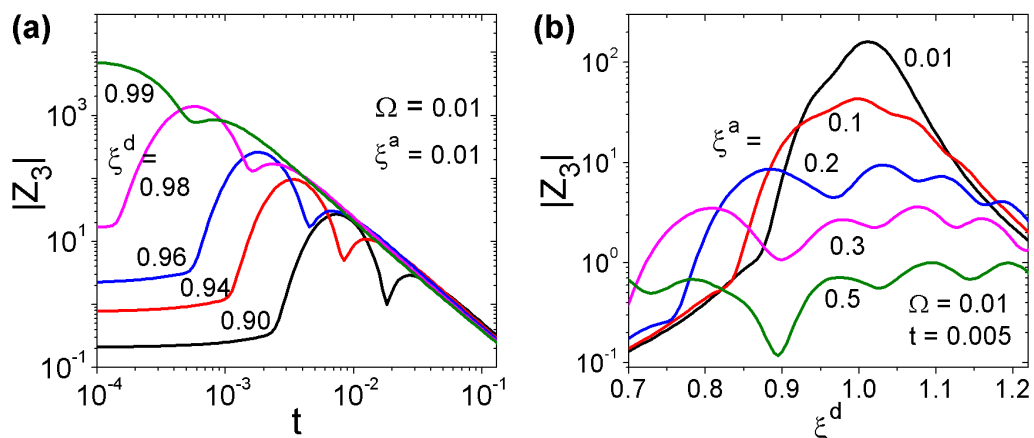


Рис. 4.7. Абсолютне значення трансформаційного коефіцієнту на третій гармоніці  $|Z_3|$  як функція температури (a) і постійного струму (b) за виразом (3.16). Відзначимо логарифмічний масштаб на вертикальній вісі.

Таким чином, у цій главі було сформульовано умови проявлення стохастичного резонансу у надпровідних плівках з ППП типу пральної дошки. Інтуїтивне пояснення цього ефекту було викладено у термінах двох протилежних температурних залежностях похідної ВАХ за постійним струмом. За результатами проведеного аналізу найбільш сприятливими умовами для спостереження стохастичного резонансу є субкритичні постійні струми  $\xi^d \lesssim 1$ , частота  $\Omega$  нижче, ніж частота депінінгу, слабкі амплітуди змінного струму і повний діапазон температур змішаного стану.

#### 4.4. Генератор імпульсів з регульованою тривалістю

У всіх розділах дотепер при аналізі резистивних відгуків розглядалася незалежна від часу *середня* напруженість електричного поля. Відомо [16], однак, що для кожної точки ВАХ можна обчислити *залежну від часу* напруженість електричного поля при *нульовій* температурі. У цієї главі буде показано, що на основі рівняння Ланжевена можливо обчислити *точно* при *скінченій* температурі залежне від часу електричне поле, яке виникає при протіканні через зразок з косинусоїдальним потенціалом пінінгу постійного струму, тобто ефект генерації імпульсів. Такий розв'язок можливий у термінах скалярних ланцюгових дробів, математичні особливості якого обговорюються, зокрема, у книзі Ріскена Х. [19].



Розглядається рівняння Ланжевена (2.1) у присутності постійного струму. У загальному випадку рівняння (2.1) може бути зведено до системи рівнянь Фоккера-Планка [19] для функції розподілу  $P = P(\mathbf{r}, t)$ , яка пов'язана з густиною ймовірності знаходження вихора у точці  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(x, y)$  у час  $t$ . Стаціонарна функція розподілу дозволяє розрахувати потік густини ймовірності для вихора  $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) \equiv P(\mathbf{r}, t)\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \text{const}$  і виразити величини, що спостерігаються експериментально, у термінах скалярних ланцюгових дробів. У подальшому розглядається одновимірний рух вихора вздовж осі  $x$  (поперек каналів ППП), для якого стаціонарне безрозмірне рівняння Фоккера-Планка [19] має вигляд

$$S = P(\xi - \sin x) - (1/g)(dP/dx), \quad (4.8)$$

де  $S = P(x)v(x)$ ,  $\xi = F_{Lx}/F_p$  — безрозмірна рушійна сила,  $kx \rightarrow x$  — нова безрозмірна координата і  $g = U_p/2T$  — безрозмірна обернена температура. У правій частині рівняння (4.8) перший доданок описує детерміністське зміщення вихора у напрямку рушійної сили, тоді як другий доданок відповідає за внесок термофлуктуацій.

Рівняння (4.8) може бути розв'язано у термінах скалярного ланцюгового дробу. Спочатку функцію ймовірності  $P(x)$  розкладають у ряд Фур'є амплітуд  $c_m$  як  $P(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{imx}$ , де  $c_m = c_{-m}^*$  і зірочка позначає комплексне спряження. Далі рівняння (4.8) може бути зведено до наступного рекурентного рівняння:

$$(\xi - im/g)c_m + (i/2)c_{m-1} - (i/2)c_{m+1} = S\delta_{m0}, \quad (4.9)$$

де  $\delta_{m0}$  — символ Кронекера і  $\langle \sin x \rangle = i(c_{m+1} - c_{m-1})/2$ , де  $\langle \dots \rangle$  позначає статистичне середнє. Для  $m \geq 1$  рівняння (4.9) зводиться до нескінченного ланцюгового дробу для  $c_1/c_0 = c_{-1}^*/c_0$ . Якщо ж покласти  $m = 0$  у рівнянні (4.9) і нормувати  $P(x)$  як  $\int_0^{2\pi} P(x)dx = 1$ , що відповідає  $c_0 = 1/2\pi$ , можна виразити  $S_m \equiv 2\pi c_m$  як наступний ланцюговий дріб:

$$S_m = 2 \frac{1/4}{i\xi + m/g + \frac{1/4}{i\xi + (m+1)/g + \frac{1/4}{i\xi + (m+2)/g + \dots}}}, \quad (4.10)$$

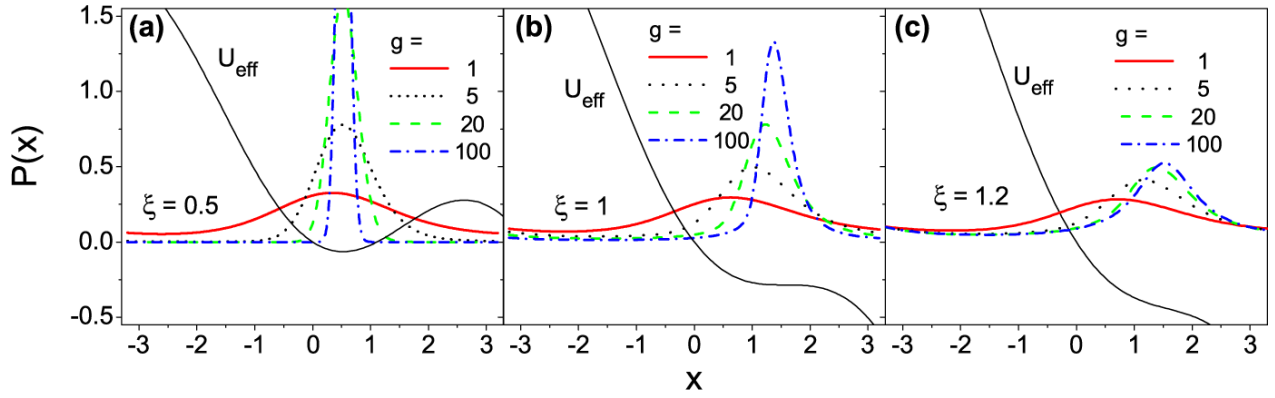


Рис. 4.8. Координатна залежність стаціонарної функції розподілу ймовірності  $P(x)$  за рівнянням (4.11) при (а) субкритичних, (б) критичних і (с) закритичних транспортних струмах для ряду обернених безрозмірних температур  $g$ . При субкритичних струмах максимум  $P(x)$  відповідає мінімуму ефективного потенціалу пінінгу  $U_{\text{eff}}(x) \equiv U_p(x) - F_L x$ .

З рівнянь (4.9) і (4.10) випливає наступний вираз для стаціонарної функції розподілу:

$$P(x, g, \xi) = 1/2\pi + (1/\pi) \sum_{m=1}^{\infty} \text{Re}[e^{imx}(S_m \dots S_1)], \quad (4.11)$$

графіки якої для ряду параметрів  $g$  і  $\xi$  зображено на рис. 4.8. За допомогою стаціонарної функції розподілу  $P(x)$  можна описати залежну від часу періодичну динаміку вихора у косинусоїдальному ППП у присутності постійного струму. Завдяки стаціонарності потоку ймовірності  $v(x) = S/P(x)$  можна зробити висновок, що  $t = \int_0^x dx'/v(x')$  або

$$t = \frac{1}{S} \int_0^x P(x') dx', \quad (4.12)$$

де час  $t$  є нормованим в одиницях часу релаксації  $\hat{t} \equiv \eta/kF_p$ .

З рівняння (4.12) можна знайти  $t = t(x)$  та обернену до неї функцію  $x = x(t)$ . Нарешті, можна одержати  $v(t) = v[x(t)]$ , яка визначає часову залежність напруженості електричного поля  $E(t) \propto v(t)$ . У рівнянні (4.12),  $0 < x < 2\pi$  і  $0 < t < \theta$ , де  $2\pi$  і  $\theta = 1/S$  — безрозмірні просторовий і темпоральний періоди руху вихора. Залежності  $v(t)$  побудовано на рис. (4.9) у різних режимах за струмом у широкому діапазоні температур  $g$ . Розглянемо ці криві нижче детальніше.

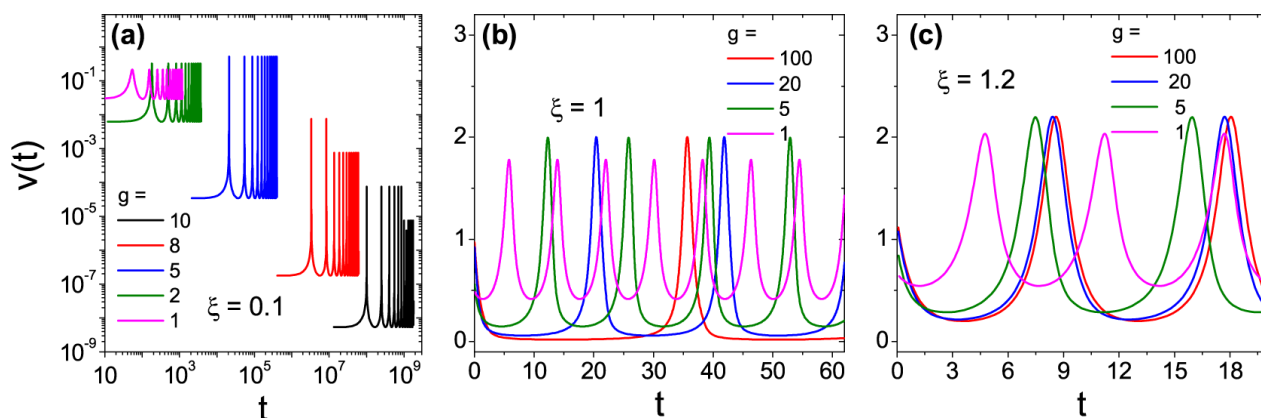


Рис. 4.9. Залежність середньої локальної швидкості вихора від часу  $v(t)$  при (а) слабкому, (б) критичному і (с) закритичному постійному струмі для ряду обернених температур  $g$ . На панелі (а) криві обрізані для кращого розуміння їх перебігу.

У залежності від постійного струму  $\xi$  поведінка кривих змінюється істотно. На відміну від добре відомих результатів у задачі про шунтований опором джозефсо-нівський перехід [16], врахування термофлуктуацій дозволяє вихору долати бар'єри ППП при субкритичних постійних струмах. Долання кожного бар'єру ППП супроводжується імпульсом напруги, як показано на рис. 4.9(а). При збільшенні постійного струму проміжок часу між двома суміжними імпульсами стає більш коротким, і помітний “фоновий” рівень напруги з'являється на рис. 4.9(б) при зменшенні  $g$ . Після усереднення напруги за періодом змінного струму можна отримати ВАХ. По мірі подальшого зростання  $\xi$  “фонова” напруга зростає [рис. 4.9(с)] та імпульси стають гармонічними у граничному випадку сильних транспортних струмів (не показано).

Таким чином, у цій главі було теоретично розглянуто залежну від часу напругу, яка виникає при русі вихора у косинусоїдальному ППП при скінченій температурі у присутності постійного струму. Відповідне рівняння Ланжевена було зведено до рівняння Фоккера-Планка і розв'язано у термінах скалярного ланцюгового дробу. Запропоновано генератор імпульсів, який базується на ефекті, що залежна від часу напруга  $E(t)$  осцилює з частотою і шпаруватістю, які залежать від значення постійного струму. А саме, у граничному режимі слабких струмів  $\xi$  вона характеризується імпульсами типу дельта-функції, а у режимі сильних струмів наближається до гармонічної форми.

## 4.5. Вплив постійного струму на поглинання потужності

### 4.5.1. Динаміка вихорів при слабкому високочастотному струмі

У моделі Джиттельмана-Розенблюма [5] розглядалися коливання вихора у параболічному потенціалі пінінгу під дією змінного струму з урахуванням в'язкого тертя. Автори [5] вимірювали поглинання потужності вихорами у плівках PbIn і NbTa у широкому діапазоні частот  $\omega$  і з успіхом аналізували їх дані на основі простого рівняння для вихора, який рухається зі швидкістю  $v(t)$  вздовж осі  $x$ :

$$\eta \dot{x} + k_p x = f_L, \quad (4.13)$$

де  $x$  — зміщення вихора,  $\eta$  — вихрова в'язкість і  $k_p$  — константа, яка характеризує повертальну силу  $f_p = -dU_p/dx = -k_p x$  в ямі потенціалу пінінгу  $U_p(x) = (1/2)k_p x^2$ . У рівнянні (4.13)  $f_L = (\Phi_0/c)\xi^a(t)$  — сила Лоренца,  $\Phi_0$  — квант магнітного потоку,  $c$  — швидкість світла і  $\xi^a(t) = \xi^a \exp(i\omega t)$  — густина слабкого мікрохвильового струму з амплітудою  $\xi^a$ . Шукаючи розв'язок рівняння (4.13) у формі  $x(t) = x \exp(i\omega t)$ , де  $x$  — комплексна амплітуда зміщення вихора, було одержано [5]  $\dot{x}(t) = i\omega x(t)$  і

$$x = \frac{(\Phi_0/\eta c)\xi^a}{i\omega + \omega_p}, \quad (4.14)$$

де  $\omega_p \equiv k_p/\eta$  — частота депінінгу. За стандартним співвідношенням  $E = B\dot{x}/c$  для комплексного електричного поля, яке виникає завдяки руху вихора,

$$E(\omega) = \frac{\rho_f \xi^a}{1 - i\omega_p/\omega} \equiv Z(\omega)\xi^a. \quad (4.15)$$

Тут  $\rho_f = B\Phi_0/\eta c^2$  — питомий опір течії потоку і  $Z(\omega) \equiv \rho_f/(1 - i\omega_p/\omega)$  — імпеданс зразка.

Для розрахування потужності  $\mathcal{P}$ , яка поглинається в одиниці об'єму зразка і є усередненою за періодом змінного струму, використовується стандартний вираз  $\mathcal{P} = (1/2)\text{Re}(EJ^*)$ , де  $E$  і  $J$  — комплексні амплітуди змінного електричного поля і густини струму відповідно, а зірочка позначає комплексне спряження. Тоді, з рівняння (4.15) випливає, що

$$\mathcal{P}(\omega) = (1/2)\text{Re}Z(\omega)(\xi^a)^2 = (1/2)\rho_f(\xi^a)^2/[1 + (\omega_p/\omega)^2]. \quad (4.16)$$

Для подальшого аналізу зручно записати окремо реальну і уявну частину імпедансу  $Z = \text{Re}Z + i\text{Im}Z$  як

$$\text{Re}Z(\omega) = \rho_f/[1 + (\omega_p/\omega)^2], \quad \text{Im}Z(\omega) = \rho_f(\omega/\omega_p)/[1 + (\omega/\omega_p)^2]. \quad (4.17)$$

Частотні залежності (4.17) побудовано у безрозмірних координатах  $Z/\rho_f$  і  $\omega/\omega_p$  на рис. 4.10(a) і (b) (див. криві для  $\xi^d = 0$ ). З рівнянь (4.13), (4.14), і (4.16) випливає, що сили пінінгу домінують при низьких частотах ( $\omega \ll \omega_p$ ), де  $Z(\omega)$  слабо дисипативне з  $\text{Re}Z(\omega) \approx (\omega/\omega_p)^2$ , у той час як при частотах  $\omega \gg \omega_p$  домінують сили тертя і  $Z(\omega)$  є сильно дисипативним з  $\text{Re}Z(\omega) \approx \rho_f[1 - (\omega_p/\omega)^2]$ . Іншими словами, завдяки зменшенню амплітуди зміщення вихора при зростанні частоти змінного струму, вихор зазнає все менш і менш вплив сили пінінгу.

#### 4.5.2. Вплив постійного струму на частоту депінінгу

У випадку, коли постійний струм додається до слабого високочастотного струму, модель Джиттельмана-Розенблюма нами було узагальнено для довільного періодичного потенціалу. Для визначеності, розглянемо постійний субкритичний струм з  $\xi^d < \xi_c = 1$ , де  $\xi_c$  — густина критичного струму у відсутності змінного струму. Проаналізуємо, до яких змін у параметрах ППП призводить присутність постійного струму. Так, при  $\xi^d \neq 0$  ефективний ППП стає  $\tilde{U}(x) \equiv U_p(x) - xf_0$ , де  $U_p(x)$  — залежність ППП при  $\xi^d = 0$  від координати  $x$ . Зазначимо, що  $f_0 < f_c$ , де  $f_0$  і  $f_c$  — сили Лоренца, які відповідають густинам струмів  $\xi^d$  і  $\xi_c$  відповідно.

У присутності постійного струму рівняння для руху вихора має наступний вигляд:

$$\eta v(t) = f(t) + f_p, \quad (4.18)$$

де  $f(t) = (\Phi_0/c)j(t)$  — сила Лоренца з  $j(t) = \xi^d + \xi^a(t)$ , де  $\xi^a(t) = \xi^a \exp(i\omega t)$ , а  $\xi^a$  — густина амплітуди слабого високочастотного струму. Завдяки тому, що  $f(t) = f_0 + f_1(t)$ , де  $f_0 = (\Phi_0/c)\xi^d$  і  $f_1(t) = (\Phi_0/c)\xi^a(t)$  — сили Лоренца для субкритичного постійного і змінного струмів відповідно, природно припускається, що  $v(t) = v_0 + v_1(t)$ , де  $v_0$  не залежить від часу, тоді як  $v_1(t) = v_1 \exp(i\omega t)$ . У рівнянні (4.18)  $f_p = -dU_p(x)/dx$  — сила пінінгу, де  $U_p(x)$  — потенціал пінінгу певної форми. Насту-

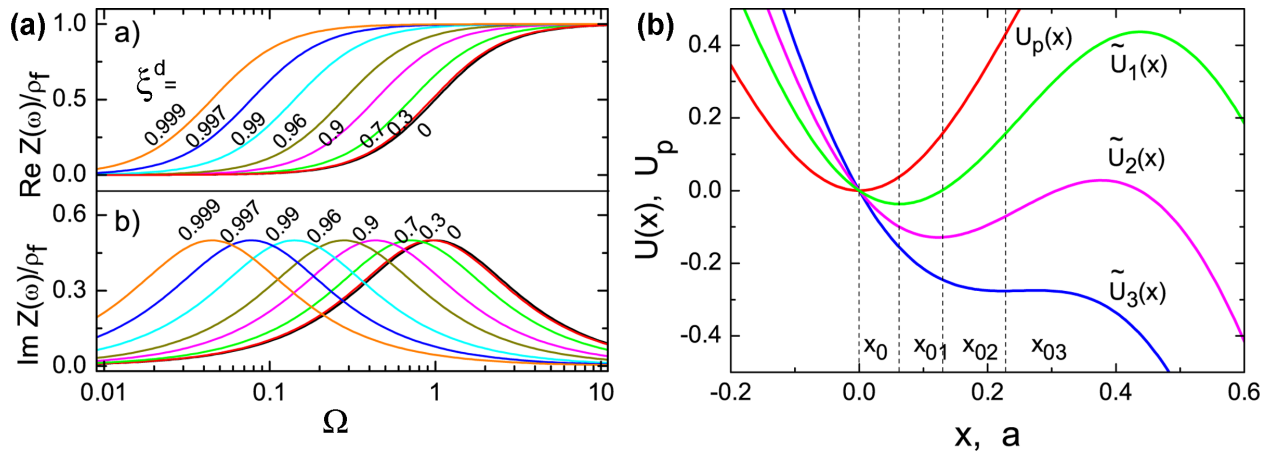


Рис. 4.10. (а) і (б) Частотні залежності реальної і уявної частин імпедансу для потенціалу  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos kx)$  для ряду значень постійного струму. У відсутності постійного струму виконується граничний перехід до результатів Джиттельмана і Розенблюма за виразом (4.17). (с) Модифікація ефективного потенціалу пінінгу  $\tilde{U}_i(x) \equiv U_p(x) - f_{0i}x$ , де  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos kx)$  — ППП, по мірі зростання  $f_0$ , так що  $0 = f_0 < f_{01} < f_{02} \lesssim f_{03} = f_c$ , тобто вихор осцилює поблизу координати покою  $x_{0i}$  в ямі ППП, який схиляється під дією постійного струму.

пним завданням необхідно знайти  $v(t)$  у рівнянні (4.18), яке з урахуванням зауважень вище набуває наступну форму:

$$\eta[v_0 + v_1(t)] = f_0 + f_p + f_1(t), \quad (4.19)$$

Розглянемо випадок, коли  $\xi^a = 0$ . Якщо  $\xi^d < 1$ , тобто  $f_0 < f_c$ , де  $f_c$  — максимальне значення сили пінінгу, коли  $v_0 = 0$ , то вихор знаходиться у спокої. Як випливає з рис. 4.10(с), координата покою вихора  $x_0$  у цьому випадку залежить від  $f_0$  і визначається за умови  $\tilde{f}(x) = -d\tilde{U}(x)/dx = f_p(x) + f_0$ , що зводиться до рівняння  $f_p(x_0) + f_0 = 0$  або

$$f_0 = \left. \frac{dU_p(x)}{dx} \right|_{x=x_0}, \quad (4.20)$$

розв'язком якого є функція  $x_0(f_0)$ .

Додамо малі осциляції вихора поблизу точки покою  $x_0$  під дією слабкої змінної сили  $f_1(t)$  з частотою  $\omega$ . Для цього розкладемо ефективну силу пінінгу  $\tilde{f}(x)$  поблизу

координати  $x = x_0$  у ряд за малими зміщеннями  $u \equiv x - x_0$ :

$$\tilde{f}(x - x_0) \simeq \tilde{f}(x_0) + \tilde{f}'(x_0)u + \dots \quad (4.21)$$

Тоді, з урахуванням того, що  $\tilde{f}(x_0) = 0$  і  $\tilde{f}'(x_0) = U_p''(x_0)$ , рівняння (4.19) набуває наступну форму:

$$\eta \dot{u}_1 + \tilde{k}_p u = f_1, \quad (4.22)$$

де  $\tilde{k}_p(x_0) = U_p''(x_0)$  – ефективна константа, яка характеризує повертальну силу  $\tilde{f}(u)$  при малих осциляціях в ефективному потенціалі пінінгу  $\tilde{U}(x)$  біля  $x_0(f_0)$  і  $v_1 = \dot{u} = i\omega u$ . Рівняння (4.22) для визначення  $v_1$  фізично еквівалентно рівнянню (4.13) з єдиною відмінністю, що частота депінінгу  $\tilde{\omega}_p \equiv \tilde{k}_p/\eta$  тепер залежить від  $f_0$  через вираз (4.20), тобто від густини постійного струму  $\xi^d$ . Таким чином, усі результати попередньої глави (рівняння (4.14)–(4.17)) можуть бути повторені з урахуванням заміни  $x \rightarrow u$  і  $\omega_p \rightarrow \tilde{\omega}_p$ .

Для того, щоб з'ясувати зміни у залежностях  $\text{Re}Z(\omega)$  і  $\text{Im}Z(\omega)$  у присутності постійного струму, треба задати конкретну форму потенціалу пінінгу. Для косинусоїдального ППП  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos(kx))$ , з  $k = 2\pi/a$  і періодом  $a$  можна показати, що  $\tilde{\omega}_p(\xi^d) = \omega_p \sqrt{1 - (\xi^d)^2}$  і відповідні криві  $\mathcal{P}(\omega|\xi^d)$  побудовано на рис. 4.10(a) і (b). Як впливає з графіків, по мірі зростання  $\xi^d$  криві зсуваються ліворуч. Причиною цьому є те, що у присутності  $\xi^d$  ями ППП розширюються, як зображено на рис. 4.10(c). Це призводить до того, що за проміжок часу  $\tau_p < 1/\omega_p$ , тобто при  $\omega > \omega_p$  вихор більше не може долати бар'єри потенціалу, що відповідало би домінуванню сил пінінгу і призводило би до лише слабкої дисипації. У результаті спостерігається збільшення  $\text{Re}Z(\omega)$  при низьких частотах. Водночас, криві на рис. 4.10(a) і (b) зберігають їх початкову форму. Таким чином, існує тільки один параметр,  $\omega_p$ , який потрібно визначити експериментально. Для фіксованої частоти і різних  $\xi^d$ , реальна частина  $Z(\omega)$  завжди набуває більших значень при більших  $\xi^d$ , тоді яка максимум уявної частини  $Z(\omega)$  відповідає середині нелінійного переходу у  $\text{Re}Z(\omega)$ . Зазначимо також, що навіть при  $T = 0$  дисипація при низьких частотах, хоч і сягає дуже малих значень, все ж залишається скінченою.

### 4.5.3. Визначення координатної залежності потенціалу пінінгу

Ранні підходи до визначення розподілу, густини та інтенсивності центрів пінінгу включали реконструкцію координатної залежності сили пінінгу з вимірювань у присутності малого змінного магнітного поля, яке додавалося на більше постійне поле [103], і з вимірювань у присутності малого змінного струму [302]. У тих роботах зразки містили випадково розподілені центри пінінгу, і динаміка вихрового ансамблю відбувалася у некогерентному режимі. Динаміку і пінінг поодинокого вихора досліджували також за допомогою SQUID мікроскопії у роботі [102].

У цій главі викладається розв'язок зворотної задачі для визначення координатної залежності потенціалу пінінгу  $U_p(x)$  з даних про зменшення частоти депінінгу  $\tilde{\omega}_p(\xi^d)$  у присутності субкритичного постійного струму. Фізичною основою для цього є вираз (4.20), який визначає зв'язок координати покою вихора  $x_0$  зі значенням статичної сили  $f_0$ , яка діє на вихор з боку постійного струму  $\xi^d$ .

З рівняння (4.20) випливає, що по мірі збільшення  $f_0$  від нуля до критичного значення  $f_c$  "зондуються" усі точки залежності  $U_p(x)$ . Після знаходження похідної за координатою  $x_0$  у рівнянні (4.20) знаходимо

$$dx_0/df_0 = 1/U_p''(x_0) = 1/\tilde{k}_p(x_0), \quad (4.23)$$

де було використано співвідношення  $U''(x_0) = \tilde{k}_p(x_0)$  [див. формулу (4.22) і текст після неї]. Після підстановки  $x_0 = x_0(f_0)$  рівняння (4.23) може бути записано як  $dx_0/df_0 = 1/\tilde{k}_p[x_0(f_0)]$ , і отже

$$\frac{dx_0}{df_0} = \frac{1}{\eta \tilde{\omega}_p(f_0)}. \quad (4.24)$$

Якщо залежність  $\tilde{\omega}_p(\xi^d)$  було апроксимовано з експериментальних даних, тоді рівняння (4.24) дозволяє знайти  $x_0(f)$  інтегруванням

$$x_0(f_0) = \frac{1}{\eta} \int_0^{f_0} \frac{df}{\tilde{\omega}_p(f)}. \quad (4.25)$$

Після знаходження оберненої функції  $f_0(x_0)$  до  $x_0(f_0)$  і з використанням співвідношення  $f_0(x_0) = U_p'(x_0)$ , тобто рівняння (4.20), остаточно

$$U_p(x) = \int_0^x dx_0 f_0(x_0). \quad (4.26)$$



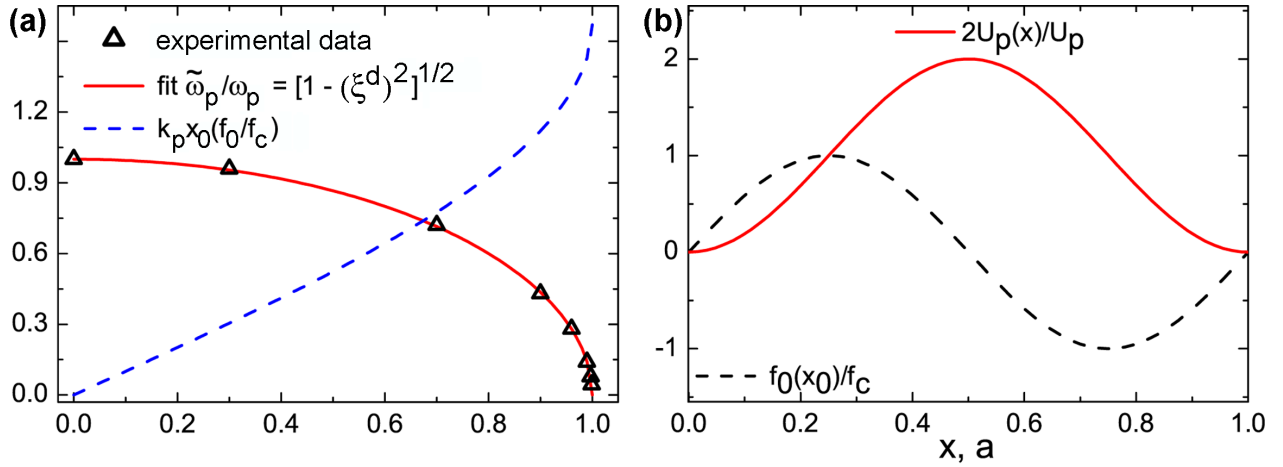


Рис. 4.11. (а) Процедура реконструкції координатної залежності потенціалу пінінгу: крок 1. Ряд експериментальних даних для  $[(\tilde{\omega}_p/\omega_p)_i, (\xi^d)_i]$  ( $\blacktriangle$ ) з глави 8.5 (зразок S) апроксимовано до виразу  $\tilde{\omega}_p/\omega_p = \sqrt{1 - (\xi^d)^2}$  (суцільна лінія). За рівнянням (4.25) знаходять  $x_0(f_0) = (f_c/k_p) \arcsin(f_0/f_c)$  (риски). (б) Крок 2. Знаходять обернену функцію  $f_0(x_0) = f_c \sin(x_0 k_p/f_c)$  (риски) до  $x_0(f_0)$ . За рівнянням (4.26)  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos(kx))$  є координатна залежність потенціалу (суцільна лінія).

Використовуючи експериментальні дані розділу 8 щодо зменшення частоти депінінгу для зразка S, які можна апроксимувати виразом  $\tilde{\omega}_p/\omega_p = \sqrt{1 - (\xi^d)^2}$ , підставимо останній у рівняння (4.25), з якого можна знайти  $x_0(f_0)$ . У цьому випадку результатом є аналітична функція  $x_0(f_0) = (f_c/k_p) \arcsin(f_0/f_c)$ , для якої оберненою функцією є  $f_0(x_0) = f_c \sin(x_0 k_p/f_c)$  з періодом  $a = 2\pi f_c/k_p$ . Після інтегрування за виразом (4.26) остаточно  $U_p(x) = (U_p/2)(1 - \cos(kx))$ , де  $k = 2\pi/a$  і  $U_p = 2f_c^2/k_p$ .

Таким чином, у даній главі було з'ясовано вплив постійного струму на поглинання потужності у рамках узагальненої моделі Джиттельмана-Розенблюма і викладено процедуру визначення координатної залежності потенціалу пінінгу з даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму. Такий теоретичний аналіз дозволив визначити координатні залежності трьох експериментальних зразків у розділі 8 та являє собою основу для нового методу неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках. Зазначимо, що теоретичний розгляд проводився при  $T = 0$ ,  $\xi^d < 1$  і  $\xi^a \ll 1$ , у той час як експериментальні дані вдалося з успіхом інтерпретувати при  $T = 0.3T_c$ , а також для асиметричних потенціалів. Для цього процедуру реконструкції проводили для позитивної і негативної полярності постійного стру-

му. Що стосується загального значення результатів, то методика підходить не тільки для періодичних потенціалів пінінгу, але може застосовуватися і для поодиноких ям потенціалу, як у роботі [264]. Нарешті, завдяки математичній аналогії рівняння для руху вихора з рівнянням для фази у задачі для шунтованого опором джозефсонівського контакту, запропоновану схему може бути адаптовано і для визначення струм-фазових співвідношень, які можуть бути доволі складними [303].

#### 4.6. Висновки до розділу 4

У розділі викладено можливі застосування завбачених ефектів в абрикосівських флюксонних приладах, а саме: високочастотному випрямлячі, перетворювачі частоти, генераторі імпульсів і стохастичному підсилювачі. Викладено процедуру визначення координатної залежності потенціалу пінінгу довільної форми з даних про зменшення частоти депінінгу у присутності постійного струму, що являє собою новий метод неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках.

Для конкретних приладів можна сформулювати наступні висновки:

- Для вихорового схиленого ретчету проаналізовано діапазон робочих параметрів і показано, що частота зрізу, яка відмежовує з'явлення постійної напруги від нульового плато, залежить від значення постійного струму. Зауважено, що при виборі робочої точки приладу, у межах якої  $\xi^d + \xi^a \approx 1$ , навіть мала зміна одного або обох вхідних параметрів призводить до істотної зміни частоти зрізу випрямляча, яку може бути переналаштовано у найбільш широкому діапазоні. Якщо ж бажано слабке перестроювання частоти зрізу випрямляча, робочу точку треба вибрати зовні зазначеного вікна з оглядом на потрібний частотний діапазон роботи приладу. Важливим є також той факт, що при зміні полярності постійного струму змінюється також частота зрізу випрямляча з асиметричним ППП типу пральної дошки.
- Завбачено ефект перетворення змінного струму на третю гармоніку завдяки нелінійним властивостям системи, що досліджується. Зокрема, перетворення частоти стимулюється термофлуктуаціями найбільш сильно при  $\Omega \simeq 0.2\Omega_p$ ,

$\xi^d < 1$ ,  $\xi^a \ll 1$  і відносно низьких температурах  $T \simeq 0.005U_p$  у порівнянні з енергією активації пінінгу. Застосування асиметричного ППП дозволяє керувати процесом перетворення частоти також за допомогою зміни полярності постійного струму.

- Пояснено фізику походження стохастичного резонансу у надпровідниках з ППП типу пральної дошки. Інтуїтивний сценарій ефекту викладено у термінах двох протилежних температурних залежностей похідної ВАХ за постійним струмом. За результатами проведеного аналізу найбільш сприятливими умовами для спостереження стохастичного резонансу є субкритичні постійні струми  $\xi^d \lesssim 1$ , частота  $\Omega$  менш, ніж частота депінінгу, слабкі амплітуди змінного струму і повний діапазон температур змішаного стану.
- Запропоновано генератор імпульсів, який базується на ефекті, що залежна від часу напруга  $E(t)$  осцилює з частотою і тривалістю імпульсів, які залежать від значення постійного струму. У граничному режимі слабких струмів  $\xi$  вона характеризується імпульсами типу дельта-функції, а у режимі сильних струмів наближається до гармонічної форми.
- З'ясовано вплив постійного струму на поглинання потужності у рамках узагальненої моделі Джиттельмана-Розенблюма і викладено процедуру визначення координатної залежності потенціалу пінінгу з даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму. Запропонована схема аналізу дозволила визначити координатні залежності трьох експериментальних зразків у розділі 8 та являє собою новий метод неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках.

## РОЗДІЛ 5

### МЕТОДИ ВИГОТОВЛЕННЯ І ХАРАКТЕРИЗАЦІЇ ЗРАЗКІВ

Станом на початок виконання досліджень, експериментальні реалізації періодичного потенціалу пінінгу можна було класифікувати як системи, де такий пінінг утворювався природно (площини двійників у високотемпературних надпровідниках [141] і плівки на фасетованих підкладках [155] тощо), і системи з штучними пінінг-структурами. Вадюю перших систем була далека від ідеальної періодичність розташування центрів пінінгу, що призводить до ефективної ізотропізації відгуку вихорів і необхідності розгляду впливу некорельованих дефектів на динаміку вихорів [160], що є не простою задачею. Водночас, використання фотолітографічних методів для створення пінінг структур у системах другого типу не дозволяє створювати асиметричні структури типу пральної дошки. Тоді як методики безмаскової обробки поверхні тільки починали розвиватися, залишалися відкритими наступні питання: Чи можна ефективно керувати динамікою вихорів за допомогою пінінг-наноструктур, які створено фрезуванням поверхні плівки фокусованим пучком іонів або декоровано кобальтом під дією фокусованого пучка електронів? До яких змін у структурі і транспортних властивостях плівки призводить така обробка? Чи є індукований потенціал пінінгу достатньо сильним для спостереження анізотропних ефектів, пов'язаних з гайдінгом вихорів — тобто ознаки, за якої можна сподіватися і на спостереження подальших завбачених ефектів у присутності постійного і змінного струму?

У розділі обґрунтовується вибір експериментальної системи, викладаються методи і технології виготовлення зразків. Розглянуті структурні і резистивні характеристики епітаксціальних плівок ніобію у так званому “чистому” надпровідному режимі, що не тільки являє собою цікавий самостійний результат, а і дозволяє наочно продемонструвати застосування того чи іншого методу виготовлення і характеристики зразків, які застосовуються у подальших розділах. Результати розділу оприлюднені у журнальних статтях [24, 28] і матеріалах конференцій [50, 51, 65, 67, 68].

## 5.1. Виготовлення і структурні властивості плівок ніобію

### 5.1.1. Обґрунтування вибору експериментальної системи

Для експериментальної реалізації модельної системи, яка теоретично розглядалася у розділах 2 – 4, зразки повинні задовольняти певним умовам. По-перше, ізотропний пінінг, який властивий усім матеріалам завдяки структурним дефектам, повинний бути якомога слабким, а штучно створений періодичний потенціал пінінгу має бути якомога сильним. По-друге, співвідношення між характерними “надпровідними” довжинами у плівці, параметрами наноструктур і геометричними розмірами зразка, при половині критичної температури, має бути близьким до

$$2\xi \approx 2b \simeq d < \lambda < a \approx a_{\Delta} = (2\Phi_0/B\sqrt{3})^{1/2} \ll W, \quad (5.1)$$

де  $\xi$  — довжина когерентності, що визначає розмір ко́ру вихора,  $\lambda$  — глибина проникнення магнітного поля, яка визначає інтенсивність міжвихорової взаємодії,  $2b$  — ширина каналу пінінгу (регіону плівки з пригніченим параметром порядку під дією елемента наноструктури у формі канавки або стрічки),  $a$  — період наноструктури,  $a_{\Delta}$  — параметр вихрової решітки,  $\Phi_0$  — квант магнітного потоку,  $B$  — значення магнітного поля,  $d$  — товщина плівки і  $W$  — ширина плівки. Оскільки дослідження інших авторів виявили, що термофлуктуації значно маскують очікувані ефекти у високотемпературних надпровідниках [128], було вирішено обмежити вибір експериментальної системи “холодними” надпровідниками. При цьому, з урахуванням того, що для високочастотних вимірювань, які вимагають наявності коаксіальних кабелів, існувала можливість вимірювань лише у  $^4\text{He}$  кріостаті, бажано було застосувати надпровідник з відносно високою температурою надпровідного переходу  $T_c$ . Серед надпровідників, що задовольняють співвідношенню (5.1), таким умовам відповідає зокрема ніобій, наноструктуровані плівки якого й стали експериментальними зразками. Типові значення щойно згаданих параметрів для зразків, які використовуються у даній роботі, наступні:  $\xi(0) \simeq 20$  нм,  $2b \simeq 50$  нм,  $d = 40 \div 70$  нм,  $\lambda(0) = 90 \div 140$  нм,  $a \simeq 500$  нм і  $B \simeq 10$  мТ. Плівки характеризуються температурою надпровідного переходу  $T_c = 8 \div 9$  К і верхнім критичним полем  $B_{c2}(0) = 1 \div 1.5$  Т.

### 5.1.2. Напилювання плівок методом магнетронного розпилення

Плівки напилювалися методом магнетронного розпилення. Конкретні параметри плівок і наноструктур, які застосовуються у тому чи іншому експерименті, викладені у відповідних главах. Магнетронне розпилення належить до вдосконалених методів вакуумного напилювання [304], який було розвинуто на основі його “базової” версії [305] і відмінність якого полягає у наступному. У базовому процесі напилювання катод бомбардується іонами, які генеруються у плазмі тліючого розряду, що знаходиться перед катодом. Процес бомбардування призводить до звільнення атомів катоду, які можуть осідати на підкладці в якості плівки. Вторинна електронна емісія грає важливу роль у підтримці розряду плазми. Водночас, застосування базового методу обмежено повільними швидкостями розпилення, низькою ефективністю іонізації плазми і сильними ефектами перегріву підкладок [304]. Ці обмеження були здолані з появою магнетронного розпилення. При магнетронному розпиленні магнітне поле, яке направлено паралельно поверхні катоду, просторово обмежує вторинну електронну емісію поблизу катоду. Магніти розташовано таким чином, що один полюс знаходиться на центральній осі катоду, а інший реалізовано у формі кільця навколо катоду. Уловлювання електронів істотно збільшує ймовірність подій зіткнення електронів з атомами катоду. Це призводить до більшої густини плазми поблизу катоду, що, у свою чергу, призводить до більших швидкостей розпилення катоду і напилювання плівок. Устаткування, яке застосовувалося для напилювання плівок у роботі, зображено на рис. 5.1(a). Катод був з ніобію 99.996% чистоти і мав діаметр 5.08 см.

Для напилювання плівок ніобію використовувалися зрізи сапфірових підкладок з кристалографічною орієнтацією  $(11\bar{2}0)$ . Система ніобій-сапфір відома [306] своїм тривимірним епітаксialьним співвідношенням, яке схематично зображено на рис. 5.1(b). В якості підкладок застосовувалися комерційно доступні (CrysTec GmbH) сапфірові платівки з розмірами  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  і товщиною 150 мкм, 330 мкм і 530 мкм. Найтовстіші підкладки застосовувалися тільки для вимірювань на постійному струмі. Підкладки були з одного боку епітаксialьно поліровані виробником. Кут дезо-

рієнтації між нормаллю до оптичної площини підкладки і кристалографічним напрямком ( $11\bar{2}0$ ) був меншим, ніж  $1^\circ$ . Окрім епітаксiального співвідношення сапфірові підкладки відомі відмінним тепловим контактом з плівками ніобію при гелієвих температурах, визначаються великою діелектричною проникністю (важливо для узгодження імпедансів у високочастотних вимірюваннях), механічно міцні і зручні у роботі. Для калібрування швидкості напилювання використовувалися також підкладки з розмірами близько  $4.5 \times 4.5 \text{ мм}^2$ , які вирізалися дротом з діаметром 0.25 мм з алмазною крихтою за допомогою пилки Sommer Well 3241-2.

Оскільки структурні властивості плівок чутливі до якості і чистоти підкладок, усі операції з плівками і підкладками проводилися у стерильних рукавичках за допомогою комплекту чистих інструментів, рис. 5.2(a). Перед напилюванням плівок усі підкладки підлягали чищенню в ультразвуковій ванночці за єдиною процедурою:

1. Чищення в ацетоні протягом 10 хвилин.
2. Промивання у дистильованій воді.
3. Чищення в ацетоні протягом 5 хвилин.
4. Чищення у дистильованій воді протягом 10 хвилин.
5. Чищення в ізопропанолі протягом 10 хвилин.
6. Швидке сушіння під напором парів ацетону.

Ацетон та ізопропанол мали чистоту 99.8%. Окремі чисті склянки застосовувалися на кожній стадії процедури чищення. Швидке сушіння підкладок дозволяло позбавитися мікроскопічних забруднень на підкладці завдяки їх захопленню ізопропанолом, який випаровувався. Після чищення підкладки монтувалися на танталовому утримувачі за допомогою двохкомпонентної епоксидної смоли (Eccobond 56 + Catalyst 9) і дегазовувалися в атмосфері аргону (тиск  $10^{-8}$  мбар) протягом години при температурі  $900^\circ\text{C}$ . Після цього напилювалася плівка, зразок охолоджувався до кімнатної температури і зберігався у вакуумному ексікаторі.

Товщина плівки визначалася тривалістю напилювання, яку встановлювали калібруванням при певних параметрах розпилення для ряду плівок. Так, для кожної плівки у ході калібрування використовувалося три методи для визначення товщини. Перший метод полягав у тому, що на кутках підкладки фіксувалася тіньова маска

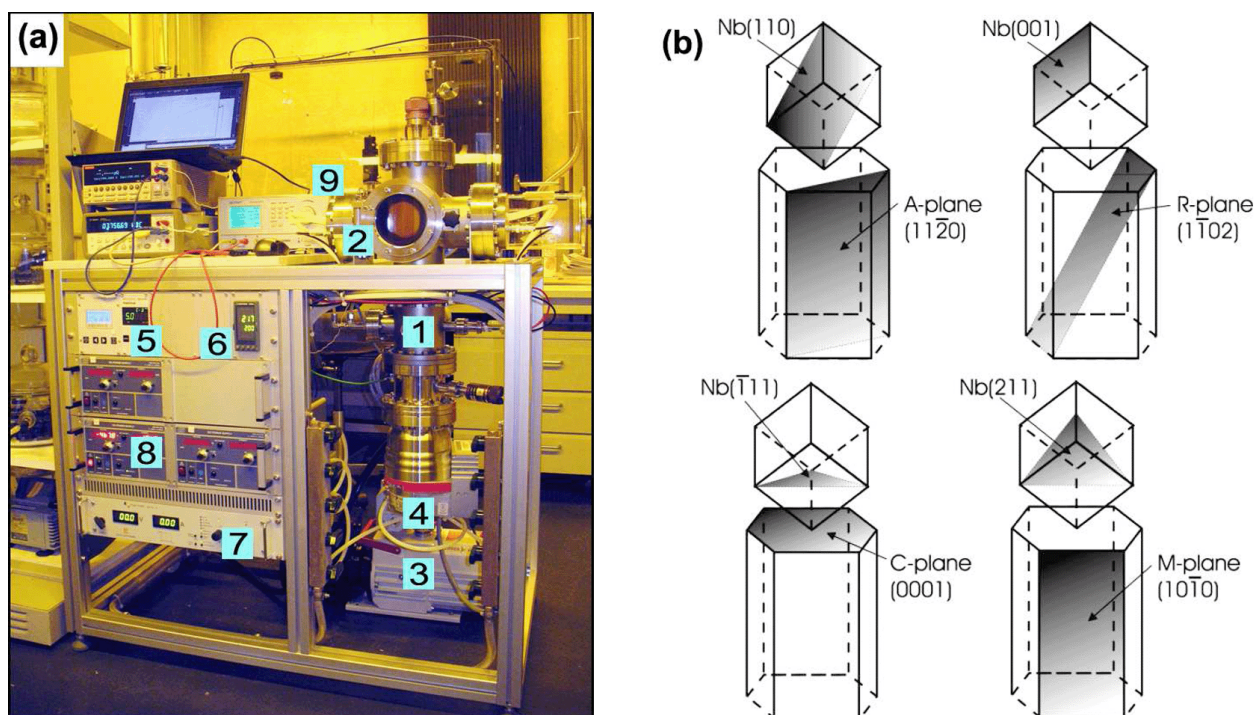


Рис. 5.1. (а) Устаткування для напилювання плівок ніобію методом магнетронного розпилення на постійному струмі. Головними частинами устаткування є камера (1) з шлюзом (2). Камеру відпомповує форвакуумний насос (3) у поєднанні з турбомолекулярним насосом (4) до базового тиску  $\lesssim 10^{-8}$  мбар. Турбомолекулярний насос керує контролер (5). Бажану температуру підкладки задає термоконтролер (6), який керує джерелом живлення (7) нагрівача. Швидкість напилювання плівки встановлюється регулюванням струму (8) у колі катоду (9). Комп'ютер і прилади зверху використовуються для програмованого регулювання та автоматичного збереження параметрів напилювання плівок. (б) Тривимірне епітаксіальне співвідношення між ніобієм і сапфіром для різних орієнтацій підкладки згідно з роботою [306]. В експериментах, що обговорюються у даній роботі, використовувалися зрізи сапфірових підкладок в орієнтації  $(11\bar{2}0)$ , на які напилювалися епітаксіальні плівки ніобію  $(110)$ .

(металева пластинка), що призводило до напилювання плівки тільки поза межами маски, а після зняття маски висота “сходинок” між рівнем плівки і підкладки вимірювалася в атомно-силовому мікроскопі (див. главу 5.2.5) і дозволяла встановити товщину плівки з похибкою менше 1 нм, рис. 5.2(b). Другий метод базувався на апроксимації осциляцій інтенсивності відбитого рентгенівського променя при малих кутах  $2\theta = 0.5 \div 3^\circ$  до довідкових кривих при зміні двох вільних параметрів —



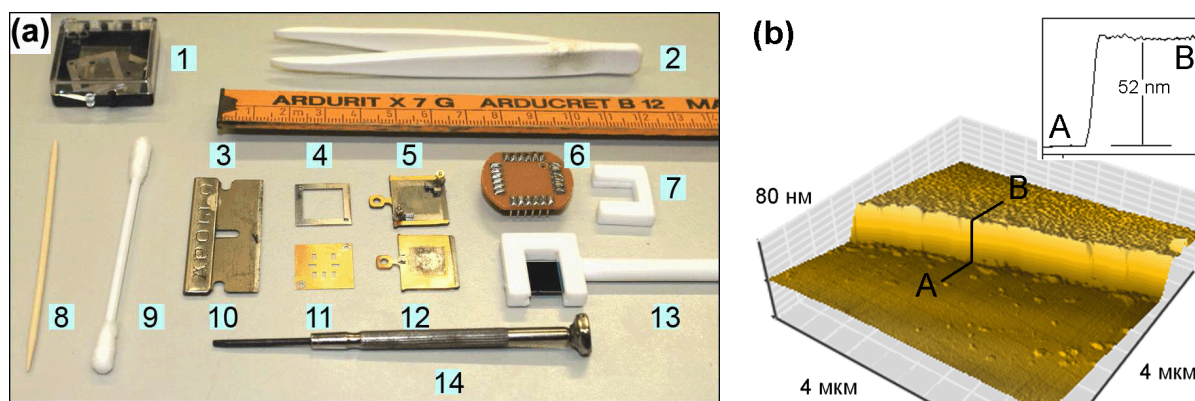


Рис. 5.2. Комплект інструментів для операцій з підкладками: (1) Контейнер для утримувачів і тіньових масок. (2) Тефлоновий пінцет. (3) Лінійка, вона же масштабна одиниця. (4) Внутрішня рамка металевої тіньової маски (11). Утримувачі зразків (5) і (12) для напилювання плівок. (6) Утримувач з електричними контактами для вимірювань на постійному струмі. (7) Утримувач для транспортування зразків. (8) Стікер для змішування двокомпонентної епоксидної смоли. (9) Паличка для чищення задньої поверхні підкладки. (10) Лезо для зняття підкладок з утримувача. (13) Тефлоновий утримувач для хімічного чищення підкладок. (14) Викрутка для фіксування тіньової маски. (b) Зображення поверхні плівки ніобію (B) і сапфірової підкладки (A) в атомно-силовому мікроскопі для регіону, через який проходила границя тіньової маски під час напилювання плівки. На вставці зображено “сходинок” у лінійному скані, яка відповідає товщині плівки.

товщини плівки і нерівності її поверхні — у програмі обробки рентгеноструктурних даних Bruker Diffrac<sup>plus</sup> Leptos (v. 3.03), див. главу 5.1.4. Цей метод дозволяв визначати товщину плівки з похибкою  $\Delta d \leq 0.5$  нм. Нарешті, для плівок з товщиною більше 50 нм товщину визначали також у скануючому електронному мікроскопі, глава 5.2.1, при відхиленні площини плівки на  $52^\circ$  від нормалі, так що фокусований пучок електронів дозволяв візуалізувати бокову стінку плівки. Похибка при цьому була у межах  $\pm 2$  нм. У ході виконання роботи було виготовлено більше ста плівок ніобію. Для подальшого викладення методів виготовлення і характеристики зразків розглянемо дві серії зразків, для плівок однієї з яких було вперше спостережено чистий надпровідний режим ( $l \geq \xi(0)$ ), а плівки другої з яких у “помірно брудному” надпровідному режимі є типовими для зразків у розділах 6 – 9.

### 5.1.3. Оптимізація параметрів напилювання епітаксialьних плівок

Ізотропний пінінг, який притаманний усім матеріалам через некорельовані структурні дефекти, звичайно є сильним у плівках ніобію [221]. Для виконання умови домінування штучно створеного анізотропного пінінгу над фоновим ізотропним, було оптимізовано параметри розпилення плівок для того, щоб отримати епітаксialьні зразки високої кристалічної якості. Водночас, протягом виконання досліджень, результати яких доповідаються нижче, було виявлено, що навіть у плівках у так званому помірно “брудному” режимі, які напилювалися до оптимізації параметрів розпилення, анізотропний пінінг значно домінує над ізотропним, що буде обговорюватися у розділах 6 і 9. Проте, саме оптимізація параметрів розпилення плівок призвела до цікавого спостереження — реалізації чистого надпровідного режиму у зразках, які розглядаються у даному розділі не тільки як самостійний результат, а і дозволяють наочно продемонструвати застосування того чи іншого методу виготовлення і характеристики зразків.

Добре відомо [307], що структурна якість тонких плівок визначається трьома параметрами: температурою підкладки  $T_s$ , швидкістю напилювання  $g$  і тиском інертного газу (аргону) у камері  $P_s$ . Згідно з роботою [307], мікроструктура, структурна однорідність і морфологія поверхні плівки являють собою взаємопов’язані властивості, на які можна значною мірою впливати шляхом зміни цих трьох параметрів. Згідно з моделлю Тортона зростання плівок [307], яку було узагальнено пізніше Фліном [308], оптимальна температура підкладки при напилюванні плівки лежить у межах  $T_m/3 \lesssim T_s \lesssim 3T_m/8$ , де  $T_m$  — температура плавлення у Кельвінах матеріалу, який напилюється. У випадку ніобію  $T_s = 800 \div 920^\circ\text{C}$ , і подальше збільшення  $T_s$  постає контрпродуктивним, оскільки у вакуумі кисень може значно легше виходити з підкладки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  та окислювати нижні шари плівки [306]. Збільшення тиску аргону під час напилювання призводить до інкорпорації Ar у плівку [309]. До того ж, відомо, що поверхня плівок, які напилювалися при менших тисках, є більш рівною, у той час як при високих тисках спостерігається стовбчакоподібний ріст плівки з міжстовбчачковими порожнечами [309]. При збільшенні енергії атомів, що напилюються, і/або по-

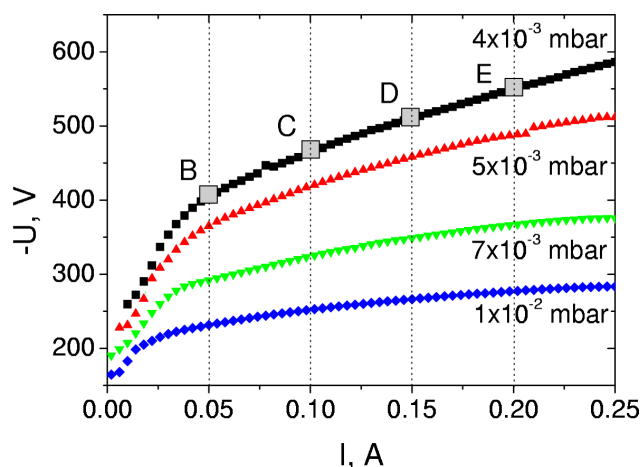


Рис. 5.3. Катодні вольт-амперні характеристики магнетронного розпилення плівок при температурі  $850^{\circ}\text{C}$  і ряді тисків  $P_s$ . Показані робочі точки В, С, D і Е при тиску  $\text{Ar}$   $P_s = 4 \times 10^{-3}$  мбар і ряді значень струму  $I$ , що відповідають швидкості напилювання  $g = 0.5, 1, 1.5$  і  $2$  нм/с відповідно. Плівка В2, яка напилювалася з робочою точкою В, що відповідає найменшій швидкості напилювання у майже лінійному регіоні ВАХ, виявила найменший питомий опір і найвищу критичну температуру  $T_c$  серед усіх плівок з товщиною  $51 \pm 1$  нм.

току атомів при фіксованому тиску результуюче збільшення температури підкладки призводить до більшої мобільності атомів [307], що позитивно впливає на якість кристалічної структури.

Катодні вольт-амперні характеристики зображено на рис. 5.3. У ВАХах видно нелінійний режим при  $I \lesssim 0.05$  А і майже лінійну залежність при  $I \gtrsim 0.05$  А. Оскільки добре відтворювані результати важко отримати у нелінійному режимі через нестабільне свічення плазми, всі плівки напилювалися при струмах  $I \geq 0.05$  А. З урахуванням аргументів, викладених у попередньому абзаці, під час напилювання плівок з найвищою структурною якістю підтримувався тиск  $P_s = 4 \times 10^{-3}$  мбар, який відповідав найменшому тиску, при якому свічення плазми було стабільним. Швидкість напилювання  $g$  залишалась параметром, який змінювався. У подальшому будуть обговорюватися дані для серії плівок з товщиною  $51 \pm 1$  нм, для яких  $g = 0.5; 1; 1.5; 2$  нм/с та які позначено як зразки В2, С, D і Е відповідно. Такі позначення використовуються протягом усього цього розділу, а властивості зразків надані у таблиці 5.1. Плівка В2, яка напилювалася з робочою точкою В, що відповідає найменшій швидкості

Зразок	d, нм	$\Delta d$ , нм	$2\theta_{(110)}$ , °	$\beta$ , °	$T_c$ , К	$\Delta T_c$ , К	RRR	$\rho_n$ , мк Омсм	$H_{c2}(0)$ , мТ	$\xi(0)$ , нм	l, нм
A	NA	0.3	37.78	0.08	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
B1	47	0.7	NA	NA	9.07	< 0.02	14	0.93	780	21	40
B2	52	0.7	38.52	0.22	9.14	< 0.01	38	0.45	700	22	83
B3	60	0.7	NA	NA	9.23	< 0.01	60	0.25	610	23	149
C	50	2	38.51	0.24	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
D	52	3.5	38.55	0.25	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
E	51	4.5	38.59	0.28	NA	NA	NA	NA	NA	NA	NA
F	54	2	38.48	0.30	8.32	0.15	2.7	9.9	1600	14	4

Таблиця 5.1. Структурні і надпровідні властивості плівок. “NA” позначає “не вимірювалося”.  $2\theta$  — кут, при якому спостерігається рефлекс від ніобію в орієнтації (110) при дифракції рентгенівського випромінювання.  $\beta$  — ширина рефлексу (110) на половині висоти. RRR — відношення опорів при кімнатній температурі і 10 К.  $l$  — довжина вільного пробігу електронів.

напилювання у майже лінійному регіоні ВАХ, виявила найменший питомий опір і найвищу критичну температуру  $T_c$  серед усіх плівок з товщиною  $51 \pm 1$  нм. В якості контрольних зразків було напилено плівки B1 і B3 з товщинами 47 нм і 60 нм при  $T_s = 850^\circ\text{C}$ ,  $g = 0.5$  нм/с і  $P_s = 4 \times 10^{-3}$  мбар, а також одну додаткову плівку F, напилену при кімнатній температурі при  $g = 0.5$  нм/с і  $P_s = 4 \times 10^{-3}$  мбар з метою порівняння.

Епітаксію плівок виявляли за допомогою дифракції швидких електронів в іншій камері з базовим тиском  $1 \times 10^{-9}$  мбар при температурі зразка  $700^\circ\text{C}$ . Дифракція швидких електронів являє собою метод аналізу поверхонь і тонких плівок розсіюванням електронів з енергіями, здебільшого, у межах  $10 \div 50$  KeV. Кут між поверхнею плівки і пучком електронів дуже малий ( $1 \div 2^\circ$ ), так що електрони відбиваються від поверхні, рис. 5.4(a). Оскільки електрони дуже сильно гальмуються у повітрі, вимірювання проводяться у вакуумі. Після відбиття електрони влучають в екран, де дифракційна картина візуалізується. У роботі використовувався пучок електронів з параметрами 15 KV і 1.5 A. Регулярні, періодично розташовані рефлекси спостерігалися найбільш чітко для плівок, які напилювалися при менших катодних струмах. Так, дифракційну картину швидких електронів для плівки B2 можна бачити на рис. 5.4(b).

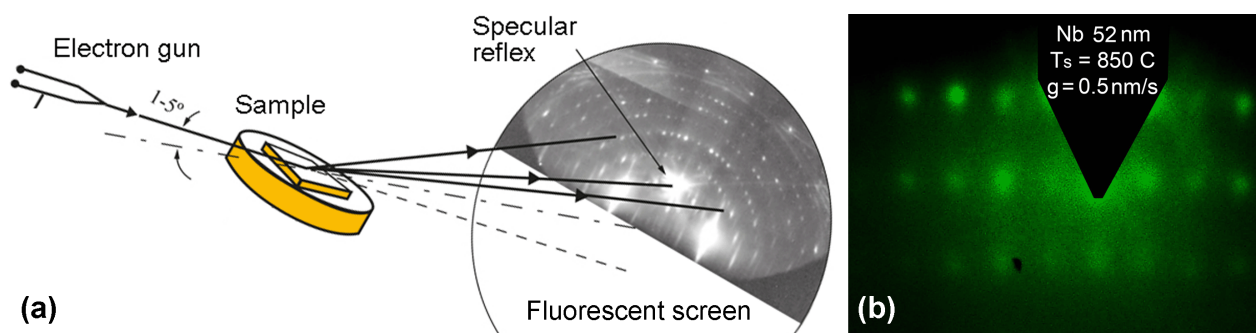


Рис. 5.4. (а) Геометрія експерименту з дифракції швидких електронів. Електрони налітають від гармати до зразка під малим кутом  $\Theta < 5^\circ$  і відбиваються до флуоресцентного екрану. (б) Дифракційна картина швидких електронів для плівки ніобію В2.

#### 5.1.4. Рентгеноструктурні дослідження плівок ніобію

Для визначення кристалічної структури плівок застосовувалася бреггівська дифракція рентгенівського випромінювання. Бреггівська дифракція — це явище сильного розсіювання хвиль на періодичній решітці розсіювачів при певних кутах падіння і довжинах хвиль. Коли проміні з довжиною хвилі  $\lambda$  відбиваються дзеркально від кожної з площин атомів та інтерферують конструктивно, рис. 5.5(а), спостерігаються різкі піки інтенсивності у відбитому проміні згідно з законом Вульфа-Брегга

$$2d \sin \Theta = n\lambda, \quad (5.2)$$

де  $d$  — міжплощинна відстань і  $\Theta$  — кут падаючого променя до площини зразка.

У роботі застосовувався дифрактометр Bruker D8 Discover у геометрії паралельного променя [310] і [311] з довжиною хвилі випромінювання  $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$  (Cu  $K_\alpha$ ). Всі вимірювання проводилися при катодній напрузі 40 кВ і струмі 40 мА. Принцип вимірювання зображено на рис. 5.5(б). Протягом вимірювання кут падіння рентгенівського випромінювання,  $\omega$ , змінюється у діапазоні  $0 - 90^\circ$  поворотом зразка, а детектор повертається на кут відбиття  $\Theta = \omega$ . Таким чином, інтенсивність відбитого випромінювання записується для кожного значення  $2\Theta$  для  $\omega - 2\Theta$  скану. За рівнянням (5.2) може бути визначено відстань  $d$  між кристалічними площинами. Одержані дифрактограми порівнювалися з довідковими растрами у програмі Mercury 2.3

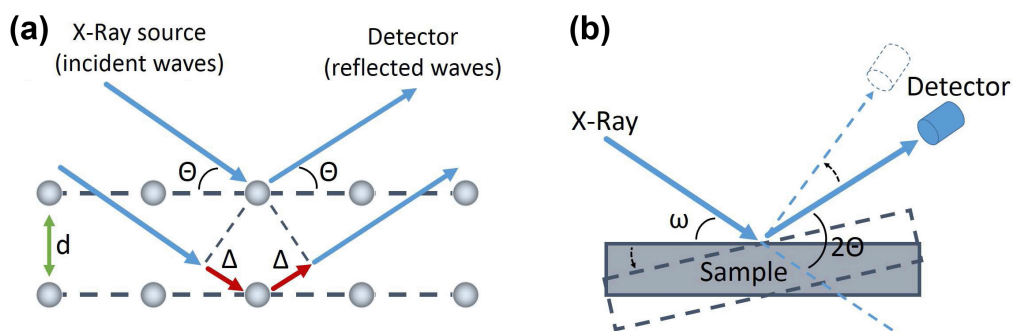


Рис. 5.5. (а) Бреггівське відбиття від площин кристалічної решітки, які знаходяться на відстані  $d$ . Зображено промені для двох сусідніх площин.  $2\Delta = 2d \sin \Theta$  — різниця у геометричному шляху між двома променями. (б) Схематичне зображення принципу  $\omega$ - $2\Theta$  скану рентгенівської дифрактограми.

[312], яка має доступ до кристалографічних баз даних. Кристалографічні фази та їх орієнтації встановлювали порівнянням одержаних експериментально даних з довідковими дифрактограмами.

Частини дифрактограм для зразків, які наведені у таблиці 5.5, зображені на рис. 5.6. Виявлено, що на сапфірових підкладках  $(11\bar{2}0)$  плівки ніобію орієнтовані  $(110)$ , що відповідає епітаксіальному співвідношенню на рис. 5.1. Для вільних від напруження шарів ніобію положення рефлексу  $(110)$  для  $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$  очікується при  $38.546^\circ$ . У плівках А-Е, інтенсивність бреггівського піку зменшується при одночасному його розширенні по мірі зростання швидкості розпилення від  $0.5 \text{ нм/с}$  до  $2 \text{ нм/с}$ . Це супроводжується слабким зсувом положення піку у бік більших  $\theta$ . Розширення піку пов'язано з нано-кристалічністю і можливою текстурою плівок. Водночас, плівка F, яку напилували при кімнатній температурі, характеризується найбільш розмитим слабким  $(110)$  піком при менших кутах. При цьому у жодній плівці не спостерігаються рефлекси від оксидів ніобію. Проте відомо [306], що аморфний оксид  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  утворюється у поверхневому  $2 \text{ нм}$  шарі плівки. Цей окислений шар формується протягом перших секунд після того, як плівка знаходиться у кімнатній атмосфері; водночас він же й захищає плівку від подальшого окислення.

На рис. 5.7(а) наведено частину дифрактограми для плівки В2, яка демонструє інтенсивний пік  $(110)$  справа від рефлексу  $11\bar{2}0$  від підкладки. Повна ширина на половині висоти піку ніобію  $(110)$  дорівнює  $\beta = 0.22^\circ$ , що є типовим значенням для

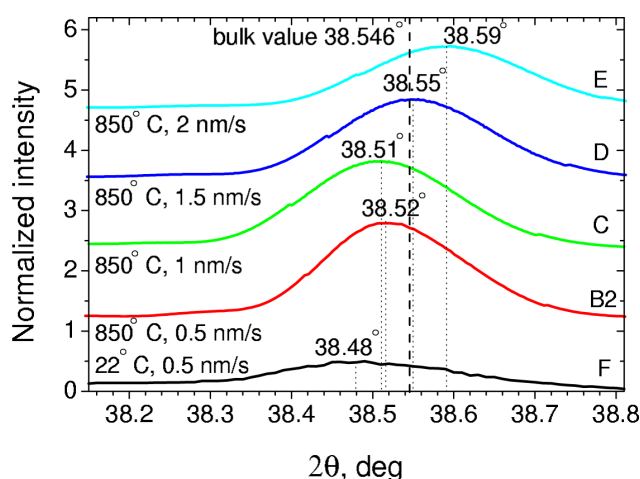


Рис. 5.6. Бреггівські (110) піки для плівок ніобію, які напилювалися при різних параметрах, як зазначено біля кривих ( $\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$ ). Товщина плівки у всіх випадках дорівнює  $51 \pm 1 \text{ нм}$ . Вздовж вертикальної вісі криві зсунуто на 1.2 для полегшення порівняння. Вертикальними лініями позначено положення бреггівського піку (110) епітаксialьних плівок найвищої структурної якості [306]. Для порівняння, повна ширина на половині висоти для піку від підкладки з урахуванням супутника від  $\text{CuK}\alpha_2$  є  $0.08^\circ$ . Можна також розпізнати осциляції Лауе на правому схилі рефлексу ніобію, які виникають внаслідок певної кількості атомних площин, які когерентно відбивають рентгенівське випромінювання. Присутність цих осциляцій є також ознакою високої якості плівки. На рис. 5.7(b) показано дані для малих кутів  $2\theta = 0.4 \div 2.4^\circ$ , де можна ідентифікувати декілька інтерференційних максимумів, так що можливо визначити товщину плівки за допомогою симуляції дифрактограми у програмі Leptos. Найкраща апроксимація експериментальних даних досягається при товщині плівки  $d = 52 \text{ нм}$  і нерівності поверхні  $\Delta d = 0.7 \text{ нм}$  відповідно. Товщина плівки визначає кількість і положення осциляцій, а нерівність поверхні спричиняє їх затухання по мірі зростання кута. Присутність шару оксиду на поверхні плівки не враховувалася при симуляції, оскільки в експериментальних даних не спостерігалось інтермодуляцій піків, які властиві більш тонким плівкам [313, 314]. Неможливість відтворити різкі мінімуми відома для плівок ніобію і звичайно пояснюється [313] присутністю у плівках регіонів з неоднорідним напруженням.

Хитні скани (rocking curves) рефлексів (110) ніобію для плівок B1, B2, і B3 показані на вставці рис. 5.7(b). Плівки різної товщини характеризуються різкою дзер-



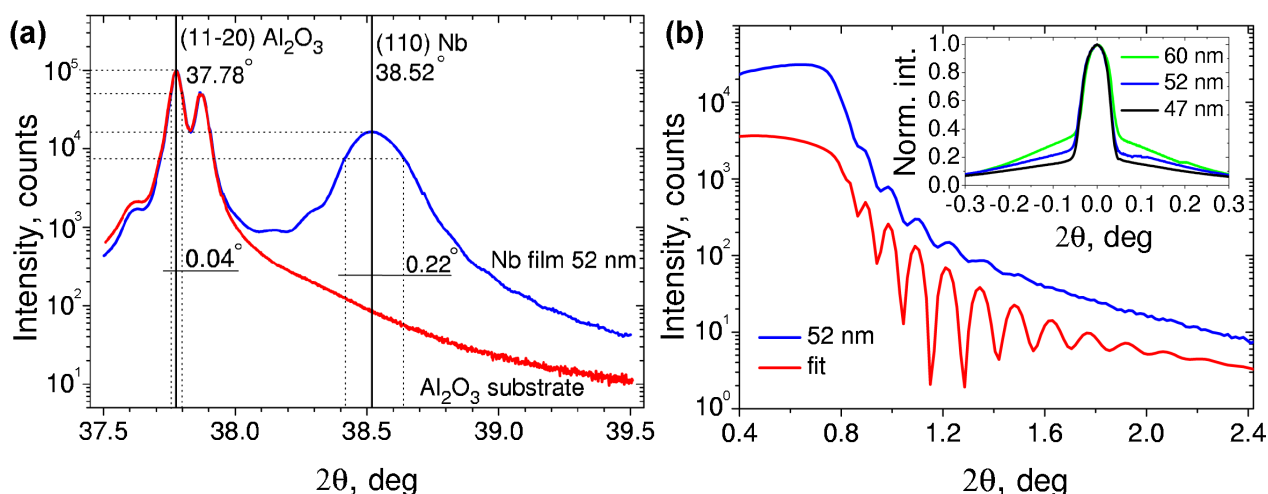


Рис. 5.7. (а) Бреґґівський максимум першого порядку (110) плівки ніобію В2 і сапфірової підкладки (11 $\bar{2}$ 0). Показано визначення повної ширини піку на половині його висоти. На правому схилі рефлексу ніобію можна помітити осциляції Лауе, які є ознакою високої структурної якості плівки. (б) Частина дифрактограми при малих кутах для плівки В2 поруч з апроксимацією осциляцій у програмі Bruker Diffrac<sup>plus</sup> Leptos (для зручності криву зсунуто вниз). Вставка: хитні скани (rocking curves) рефлексу (110) для трьох плівок ніобію різної товщини.

кальною і широкою дифузною компонентами з повною шириною на половині висоти  $\Delta\omega_{sharp} = 0.07^\circ$  і  $\Delta\omega_{broad} = 0.35^\circ$  відповідно. Широка компонента є характеристикою обертальної неупорядкованості [315] і мірою мозаїчності.

## 5.2. Створення і характеристика пінінг-наноструктур

### 5.2.1. Скануючий електронний мікроскоп

Оскільки  $2b$  у рівнянні (5.1) має за масштабом дорівнювати  $2\xi \simeq 40$  нм, для виготовлення пінінг-структур було потрібно застосувати сучасні нанотехнології, які не можливо уявити без застосування скануючого електронного мікроскопу (SEM). Сучасний SEM, рис. 5.8, являє собою складну комп'ютеризовану систему приладів і приладь для візуалізації і модифікації об'єктів і/або їх поверхонь з роздільною здатністю близько нанометра, а також аналізу структурних властивостей приповерхневого шару. Принцип дії SEM базується на взаємодії між фокусованим пучком електронів та об'єктом, який досліджується. Відповідно, головна частина SEM — еле-



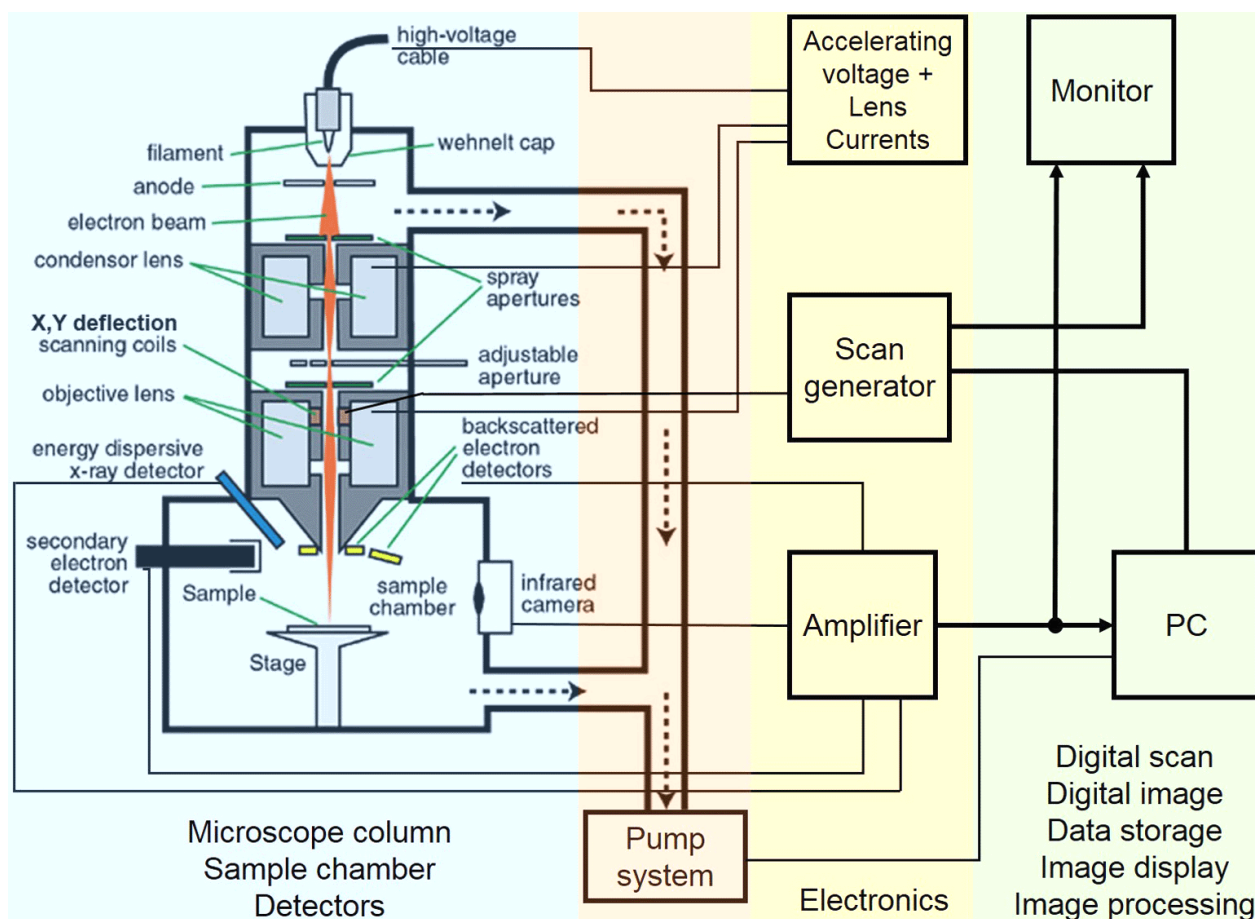


Рис. 5.8. Головні компоненти скануючого електронного мікроскопу (схематично). Зображено електронну гармату, робочу камеру, систему випомповування і деякі допоміжні і контрольні прилади.

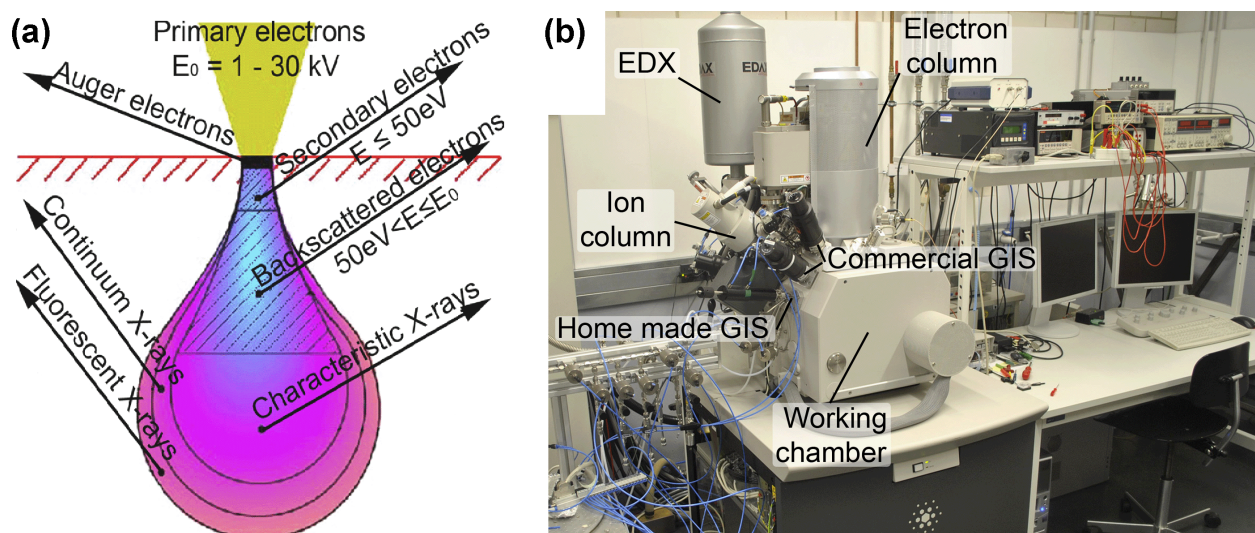


Рис. 5.9. (a) Типові емісії та об'єм взаємодії пучка первинних електронів у зразку, що досліджується. (b) Зовнішній вигляд скануючого електронного мікроскопу Nova NanoLab 600 (FEI), який застосовувався у даній роботі.

ектронна гармата, у якій пучок первинних електронів (10–30 KeV) утворюється з контрольованими енергією і струмом, а також розмірами і формою. Електронна гармата складається з джерела електронів, лінз фокусування і растрової системи відхилення у площині  $xy$  [316]. Електронна гармата приєднана до робочої камери з утримувачем зразка і цілим рядом різних детекторів сигналів, які генеруються при взаємодії пучка первинних електронів зі зразком, що досліджується. Серед продуктів емісії головними є вторинні електрони, відбиті електрони, аугерові електрони і рентгенівське випромінювання, рис. 5.9(a). Вторинні електрони походять з приповерхневого шару завдяки непружному розсіюванню і використовуються для візуалізації поверхні зразка. Відбиті електрони застосовуються, здебільшого, для відокремлення регіонів зразка з різним хімічним складом, оскільки дозволяють отримати найбільш контрастні зображення через те, що елементи з великим атомним числом відбивають електрони сильніше, ніж елементи з малим атомним номером. Характеристичне рентгенівське випромінювання використовується для визначення локального елементного складу зразка за допомогою енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії, див. главу 5.2.2.

У роботі застосовувався двопроменевий (електрони та іони) SEM високої роздільної здатності Nova NanoLab 600, рис. 5.9(b). Прилад має електронну та іонну гармати, які направлені під кутом  $52^\circ$  одна відносно іншої. При оптимальних умовах і параметрах пучків найкраща роздільна здатність для пучка електронів сягає 1 нм і дорівнює 7 нм для пучка іонів. Інтегрована відеокамера IR-CCD дозволяла візуалізувати у режимі реального часу взаємне розташування зразка і газоін'єкційної системи для осадження кобальту. Позиціонування зразка у робочій камері забезпечувалося п'ятивісним, моторизованим  $x, y, z$ -нахил-поворотним утримувачем.

### 5.2.2. Енергодисперсійна рентгенівська спектроскопія

Елементний склад плівок і наноструктур аналізувався методом енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії (EDX) у скануючому електронному мікроскопі, який було представлено у попередній главі. EDX [317, 318] являє собою аналітичний

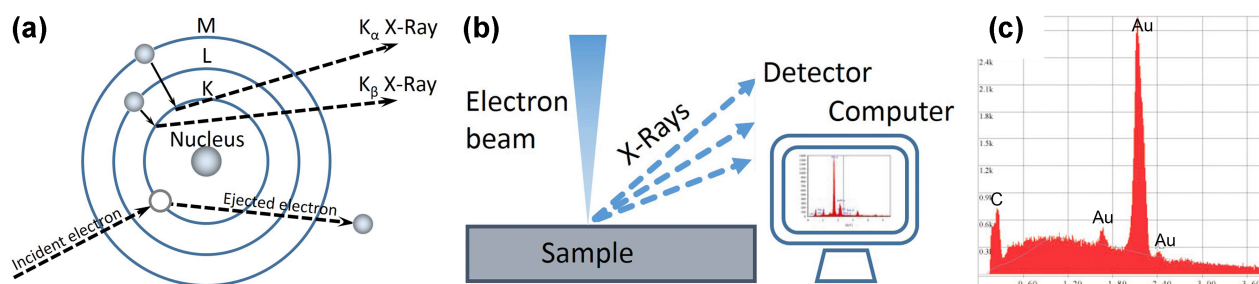


Рис. 5.10. (а) Збудження і процеси емісії в атомі. (б) Принцип дії EDX спектрометра. (с) Типова EDX спектрограма, яка містить піки від елементів (характеристичне випромінювання) на фоні гальмівного випромінювання.

метод визначення локального хімічного складу твердих тіл, який базується на аналізі характеристичного рентгенівського випромінювання, що походить від зразка під дією первинних електронів, рис. 5.10. Рентгенівське випромінювання детектується енергодисперсійним спектрометром, який спроможний відрізнити промені з різними рівнями енергії. Інтенсивність рентгенівського випромінювання, яке емітується, прямо пропорційне концентрації (масова або атомна частка) елементу у зразку. Звичайно, між функціями EDX спектрометра і SEM є значне перекриття, і саме тому сучасні SEM часто устатковані детекторами для EDX.

Основні риси EDX спектрометра зображено схематично на рис. 5.10(а). Прилад складається з наступних важливих компонент: джерело збудження (пучок електронів) і напівпровідний детектор рентгенівського випромінювання з підсилювачами сигналу. EDX спектрометр EDAX Genesis 2000, який використовувався у даній роботі, дозволяв працювати з пучком електронів SEM до 20 KeV і базувався на Si(Li) сенсорі, охолоджену до температури рідкого азоту. Розміри регіонів зразка, які досліджувалися, були  $100 \times 100 \text{ nm}^2$  і  $1 \times 1 \text{ мкм}^2$  при енергії пучка електронів  $E = 3 \div 5 \text{ KeV}$  і струмі  $I = 1.6 \text{ nA}$ . Тут енергія пучка визначає товщину приповерхневого шару, який аналізується і, у свою чергу, повинна бути трохи більшою, ніж подвійна енергія характеристичного випромінювання матеріалу зразка. Так, для плівок ніобію на сапфірових підкладках використовується енергія пучка електронів 5 KeV, для якої проникнення електронів у плівку з товщиною 52 nm зображено на рис. 5.11. Моделювання проводилося за допомогою програми комп'ютерної симуляції за методом

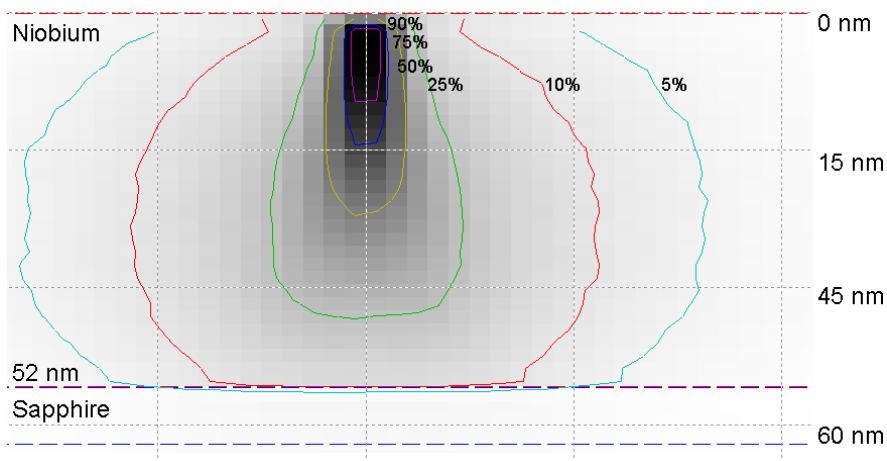


Рис. 5.11. Проникнення електронів з енергією 5 KeV у плівку ніобію з товщиною 52 нм, як розраховано за допомогою комп'ютерної програми Casino.

Монте-Карло Casino [319]. При емісії рентгенівського випромінювання у сенсорі генерувався імпульс струму, який конвертувався в імпульс напруги з амплітудою, яка містила інформацію про його енергію. Сукупність імпульсів дозволяла побудувати EDX спектрограми, типовий вид яких зображено на рис. 5.10(с).

### 5.2.3. Осадження кобальту під дією фокусованого пучка електронів

Сучасні SEM використовуються не тільки (а часом і не стільки) для візуалізації поверхні зразків, скільки для безмаскової обробки цих поверхонь.

Принцип осадження матеріалу з органо-металічного газу-прекурсору [у даному випадку  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$ ] зображено на рис. 5.12 згідно з роботою [322]. Газ-прекурсор подається у камеру мікроскопу у регіон поблизу підкладки (або плівки) за допомогою газо-ін'єкційної системи. Молекули прекурсору адсорбуються, десорбуються і дифундують по поверхні підкладки. За оптимальних умов поверхня покривається однорідно і неперервно молекулами прекурсору. Далі, при растрованні фокусованим пучком електронів над поверхнею підкладки, молекули прекурсору збуджуються і дисоціюють на летючі і перманентні компоненти. Летючі компоненти випомповуються з камери мікроскопу, у той час як перманентні компоненти утворюють осаджений матеріал. Сканування фокусованим пучком відбувається у визначеній заздалегідь області, так що осаджений матеріал повторює форму макет-шаблону, який може бути збережено як растровий файл. Наприкінці процесу осадження по-

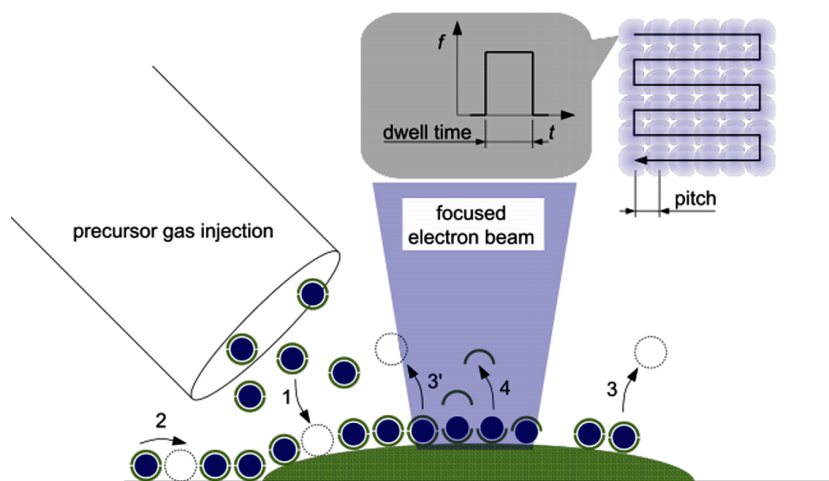


Рис. 5.12. Принцип осадження матеріалу під дією фокусованого пучка електронів (FEVID) згідно з роботою [322]. Молекули газу-прекурсорю адсорбуються (1) на поверхні. Поверхнева дифузія (2), термічна десорбція (3) та електронно-активована десорбція (3') мають місце. У межах фокусу пучка електронів (10–30 нм) молекули дисоціюють на летючі органічні ліганди (4) та осаджений матеріал. Вставка зверху: Для визначення структури фокусований пучок рухається у растровій манері над поверхнею зразка і затримується над певними точками на визначений у програмі час. дача газу-прекурсорю припиняється, адсорбовані молекули десорбуються, і тільки осаджений матеріал залишається. У такому процесі не тільки первинні електрони грають роль, але і вторинні електрони, і електрони зворотного розсіяння, рис. 5.9(a) [320, 321]. Тому осадження має місце у регіоні, який латерально близько на третину більший (залежить від прекурсорю і параметрів процесу), ніж область, яку визначено у растровому файлі.

Головними параметрами осадження під дією фокусованого пучка електронів є енергія і струм пучка, відстань між двома послідовними точками, над якими затримується фокусований пучок (пітч, pitch) і час, протягом якого пучок затримується над кожною точкою (dwell time). Типові енергії пучка електронів знаходяться у діапазоні 1 – 30 KeV, тоді як струм у діапазоні 10 пА – 5 нА. Типовий пітч складає 10 – 100 нм, а час затримки може варіюватися від 50 нсек до 100 мсек. Варіація і комбінація параметрів мають істотний вплив на ефективність дисоціації, швидкість осадження і вміст металу в осадженому матеріалі. Незалежно від щойно згаданих параметрів, важливу роль грає матеріал підкладки завдяки різним емісіям

вторинних електронів та електронів зворотного розсіяння, температура підкладки (процесу), швидкість постачання (потік) газу-прекурсорів і глибина вакууму у камері мікроскопу [323, 324]. У роботі застосовувалися наступні параметри для осадження кобальту: 20 кВ/2.4 нА, пітч 20 нм і час затримки 0.1 мсек. Для наноструктур використовувалися файл-макети, комплементарні зображенням на рис. 5.14. Результати дослідження динаміки вихорів у плівках ніобію з наноструктурами такого типу доповідаються у розділі 9.

#### 5.2.4. Фрезування канавок фокусованим пучком іонів

Іонна гармата, яка присутня у SEM, може також використовуватися для візуалізації поверхні зразка завдяки емісії вторинних електронів, які генеруються при взаємодії іонів з поверхнею зразка. Однак, поруч з гіршою роздільною здатністю іонної мікроскопії, експонування поверхні пучком іонів призводить до видалення матеріалу з поверхні зразка [21]. Саме тому знімки поверхні плівок робилися тільки за допомогою пучка електронів, а фокусований пучок іонів використовувався для прецизійного фрезування пінінг-наноструктур у формі масивів паралельних і періодично розташованих наноканавок.

Іонна гармата, як і електронна, містить лінзи фокусування і бленди, а головна її відмінність полягає у джерелі частинок. Так, у даній іонній гарматі застосовувалося джерело з рідким металом, яке складалося з нагрітої вольфрамової голки, яка була покрита галієм. При нагріванні до 30°C рідкий галій розповсюджується по голці до самого її вістря. Одночасно, під дією високої напруги ( $\approx 10$  кВ) на вістрі утворюється конус Тейлора, з маківки якого емітуються іони галію [325]. Таким чином утворюється джерело іонів з діаметром декілька десятків нанометрів. Після цього іони галію прискорюються в електричному полі. Оскільки запас металу обмежений, голки-джерела підлягають заміні після кожної сотні робочих годин.

Найчастіші процеси, які мають місце при взаємодії фокусованого пучка іонів зі зразком, являють собою непружне розсіювання при зіткненні з електронами і пружне розсіювання з ядрами атомів, вибивання атомів зразка, що призводить до галь-



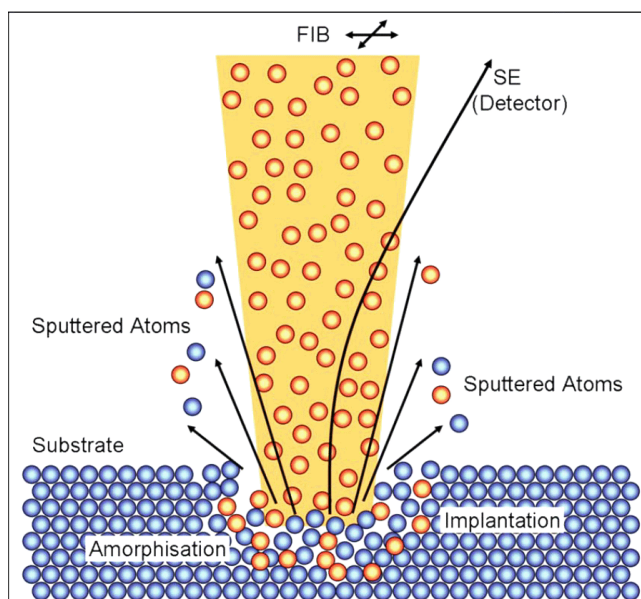


Рис. 5.13. Принцип фрезування поверхонь фокусованим пучком іонів згідно з роботою [21]. Поруч з головним ефектом видалення матеріалу із зразка, має місце імплантація іонів, генерація вакансій та аморфізація матеріалу.

мування іонів і їх можливої імплантації. Останній процес являє собою основу для фрезування матеріалу за допомогою фокусованого пучка іонів, рис. 5.13. Саме тому у плівках ніобію під канавками (і поблизу них) завжди присутня певна кількість галію, що буде аналізуватися у термінах інтенсивності пінінгу у розділі 6. Глибина проникнення іонів у матеріал визначається енергією іонів та атомним номером елементів, які складають плівку.

Параметри пучка іонів для фрезування канавок були 30 кВ/30 нА, пітч 20 нм і час затримки 1 мкс. Для наноструктур використовувалися файл-макети, зображені на рис. 5.14. Результати візуальної перевірки профрезованих наноструктур зображено на рис. 5.15. Наноструктури мають період  $a = 400 \pm 2$  нм, що відповідає заздалегідь визначеній величині. Розбіг між напрямком канавок відносно встановленого кута  $\alpha$  у файлі не перевищує  $0.3^\circ$ , що відповідає поворотній похибці при обертанні утримувача у мікроскопі. На рис. 5.15 зображено наноструктури, які створювалися для визначення найвищої роздільної здатності методу, і тому ширина канавок менш, ніж 25 нм. В експериментах, які обговорюються у подальших розділах, типова ширина канавки знаходиться у діапазоні 50 – 100 нм.

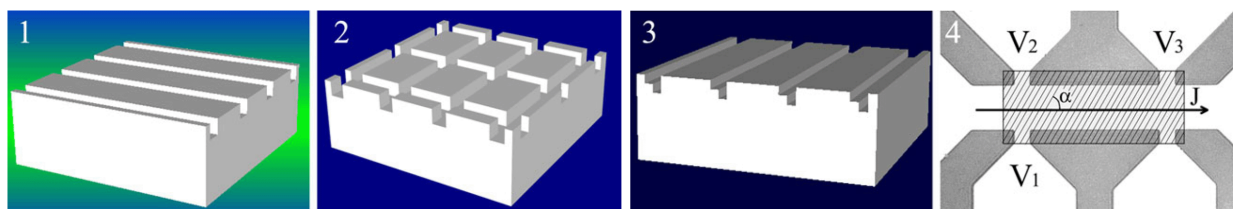


Рис. 5.14. Симетричний (1), біанізотропний (2) та асиметричний (3) нанопрофілі, які використовувалися для фрезування наноструктур фокусованим пучком іонів у межах області з розмірами  $120 \times 50 \text{ мкм}^2$ , як показано на панелі (4). Напруги  $V_{\parallel} = V_3 - V_2$  і  $V_{\perp} = V_2 - V_1$  позначають поздовжню і поперечну напруги відносно напрямку струму. Канавки пінінг-наноструктури розташовані під кутом  $\alpha$  відносно напрямку струму. У той час як на файл-макетах структури мають растровані сходинки, у реальних структурах усі форми скруглені завдяки дефокусуванню.

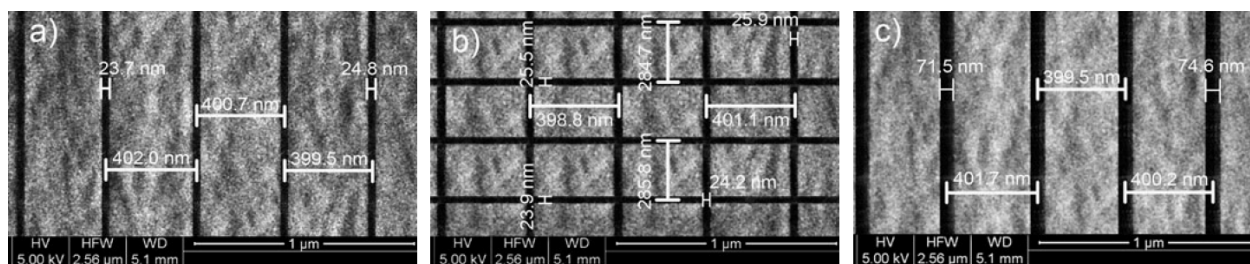


Рис. 5.15. Зображення (а) симетричної, (б) біанізотропної і (с) асиметричної пінінг-наноструктури типу пральної дошки у скануючому електронному мікроскопі.

### 5.2.5. Атомно-силова мікроскопія плівок і наноструктур

Морфологію плівок і наноструктур досліджували за допомогою атомно-силового мікроскопу. Принцип дії атомно-силового мікроскопу, який зображено на рис. 5.16(а), базується на скануванні загостреним вістрям кантилеверу поверхні зразка (контактний режим) або над поверхнею зразка (безконтактний режим). Коли вістря знаходиться у близькості до поверхні зразка, ван-дер-ваальсова взаємодія має місце між атомами вістря і поверхні, що призводить до відхилення кантилеверу згідно з законом Гука. У залежності від ландшафту поверхні кантилевер відхиляється по-різному завдяки залежності сили Ван дер Ваальса від форми поверхні. Значення відхилення кантилеверу вимірюється протягом сканування за допомогою променя лазера, який відбивається від верхньої поверхні кантилеверу та аналізується масивом фо-



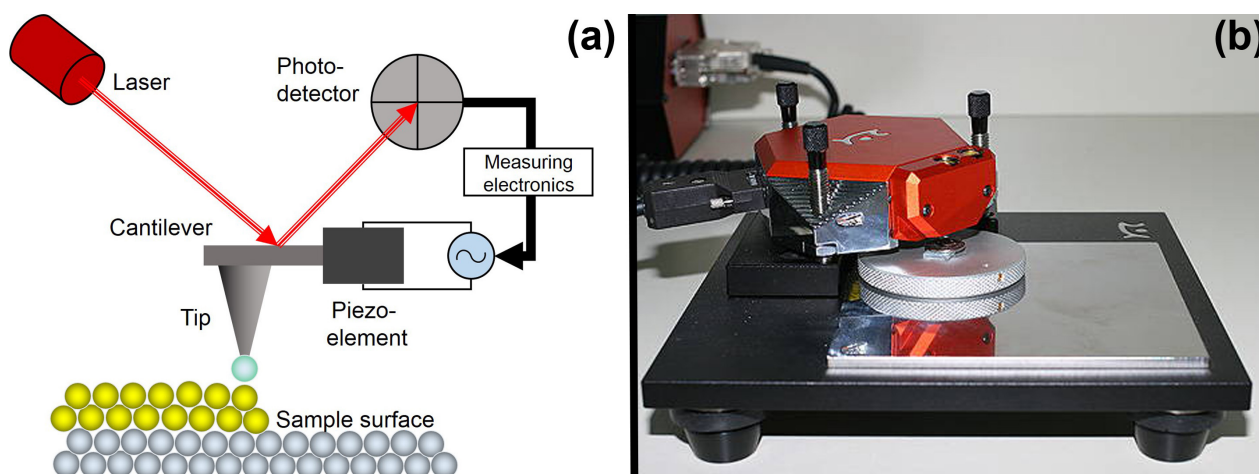


Рис. 5.16. (а) Принцип функціонування та основні компоненти атомно-силового мікроскопу. (b) Скануюча головка атомно-силового мікроскопу Nanosurf easyScan 2.

тодіодів. У даній роботі застосовувався атомно-силовий мікроскоп у безконтактному, динамічному режимі. У цьому режимі кантилевер вібрує на резонансній частоті, яка транслюється від кантилеверу до п'єзoeлементу. Протягом скану над поверхнею плівки резонансна частота (а також амплітуда і фаза вібрації) змінюється завдяки взаємодії крізь ван-дер-ваальсові сили. Відповідні зміни сигналів детектуються, і на їх основі будується карта топографічного контрасту.

У роботі застосовувався атомно-силовий мікроскоп Nanosurf easyScan 2, рис. 5.16(b). Роздільна здатність цього приладу близько 1 нм латерально і 0.2 нм вертикально, а максимальний регіон сканування сягає  $70 \times 70$  мкм<sup>2</sup>. Кантилевер мав форму пірамідки з радіусом вістря менше 7 нм (Nanosensors PPP-NCLR). Протягом сканування мікроскоп і зразок знаходилися на столику, який ізолював систему від зовнішніх вібрацій.

Зображення поверхонь плівок в атомно-силовому мікроскопі на рис. 5.17 виявляють істотні зміни у морфології плівок ніобію при зміні швидкості напилювання. Так, нерівність поверхні збільшується при зростанні швидкості напилювання: для зразка B2  $\Delta d < 0.8$  нм, що добре погоджується з  $\Delta d = 0.7$  нм, яке використовувалося у комп'ютерних симуляціях дифрактограм рентгенівського випромінювання. Подальші спостереження зазначаються у підпису до рис. 5.17. Резистивні дані для плівок B2 і F доповідаються у главі 5.3.

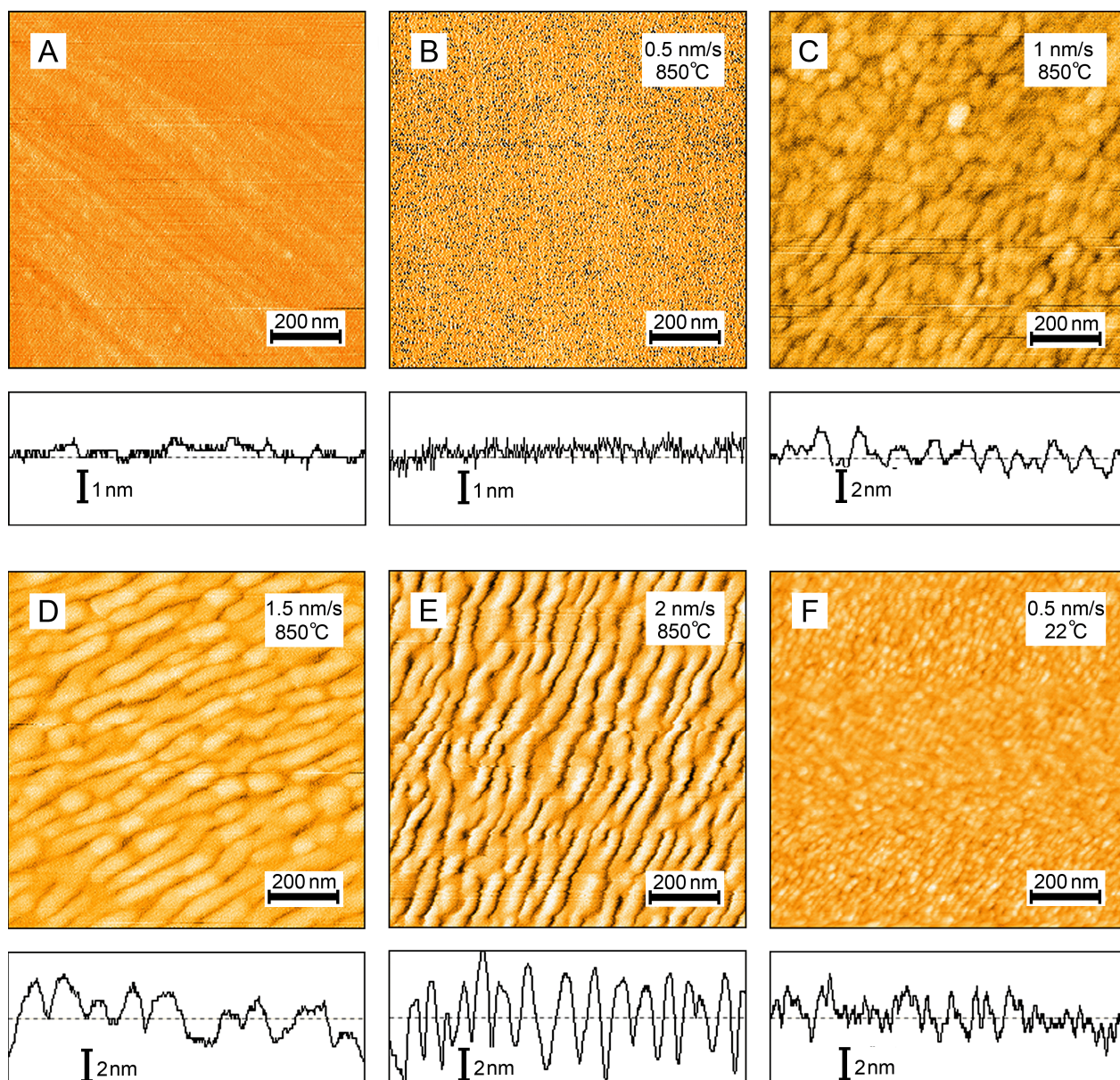


Рис. 5.17. Зображення поверхонь підкладки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (A) і плівок ніобію, напилених при  $T_s = 850^\circ\text{C}$  і різних швидкостях (B-E). Товщина всіх плівок дорівнює  $51 \pm 1$  нм. Розмір кожного зображення відповідає поверхні  $1 \times 1$  мкм<sup>2</sup>. Типові лінійні скани зображені знизу. Морфологія поверхні плівок демонструє тенденцію до формування довгих зерен при більших швидкостях напилювання. Нерівність поверхні збільшується по мірі зростання швидкості напилювання. Найбільш гладка морфологія спостерігається для плівки, напиленої при параметрах B на рис. 5.3. Це супроводжується високою  $T_c$ , яка дуже близька до значень у масивному ніобії, і малим  $\rho_n$ , що є типовим для зразків у чистому надпровідному режимі, як пояснюється у главі 5.3. Плівка F, напилена при кімнатній температурі, має мілкодисперсну морфологію з сферичними гранулами з діаметром 20 нм за порядком величини і знаходиться у брудному надпровідному режимі.

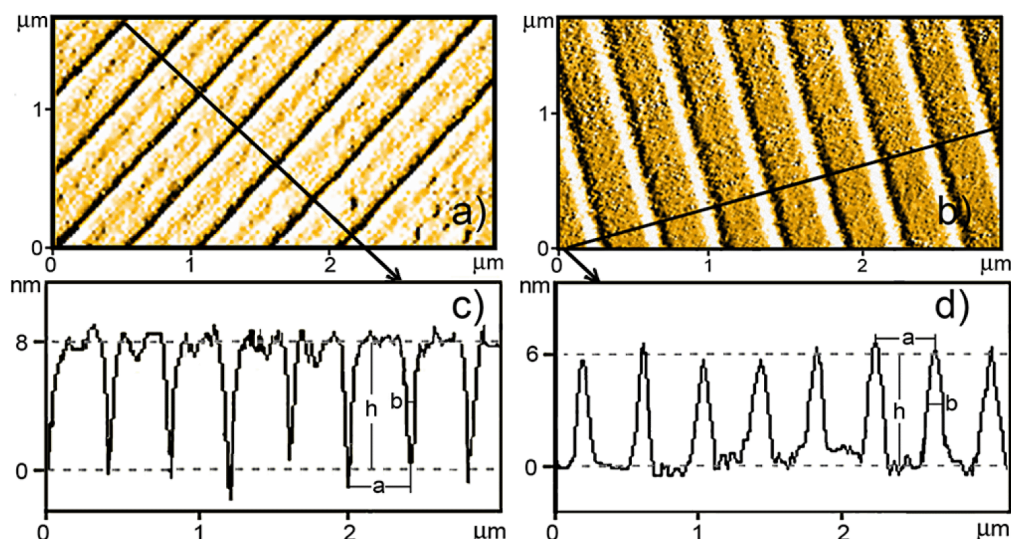


Рис. 5.18. Зображення двох типів наноструктур, які використовувалися у даній роботі: Наноканавки, фрезовані на поверхні плівки ніобію за допомогою фокусованого пучка іонів (а). Наносмужки кобальту, осаджені на поверхні плівки ніобію під дією фокусованого пучка електронів (b). Відповідні лінійні скани (c) і (d) дозволяють визначити нижню границю для елементів наноструктури, як ширина наноканавки на половині глибини  $2b \approx 30$  нм для фокусованого пучка іонів і  $2b \approx 70$  нм для фокусованого пучка електронів.

### 5.3. Електричні транспортні вимірювання

#### 5.3.1. Фотолітографічне визначення геометрії вимірювань

Після напилювання плівок ніобію з них робилися структури за допомогою фотолітографії для електричних вимірювань. Стисло, процедура фотолітографічної обробки плівок зводилася до наступного протоколу:

1. Чищення задньої сторони підкладки і монтування її на утримувач центрифуги.
2. Нанесення фотолаку AR-U 4040 у центрифугі на поверхню зразка.
3. Запікання лаку при температурі  $85^{\circ}\text{C}$  протягом двох хвилин.
4. Експонування поверхні ультрафіолетовим променем.
5. Проявлення лаку у проявнику AR 300-35 і перевірка структури у мікроскопі.
6. Запікання лаку при температурі  $120^{\circ}\text{C}$  протягом двадцяти хвилин.
7. Витравлення ніобію бомбардуванням поверхні іонами галію.
8. Видалення лаку у розчині AR 600-70 та остаточний контроль структури.



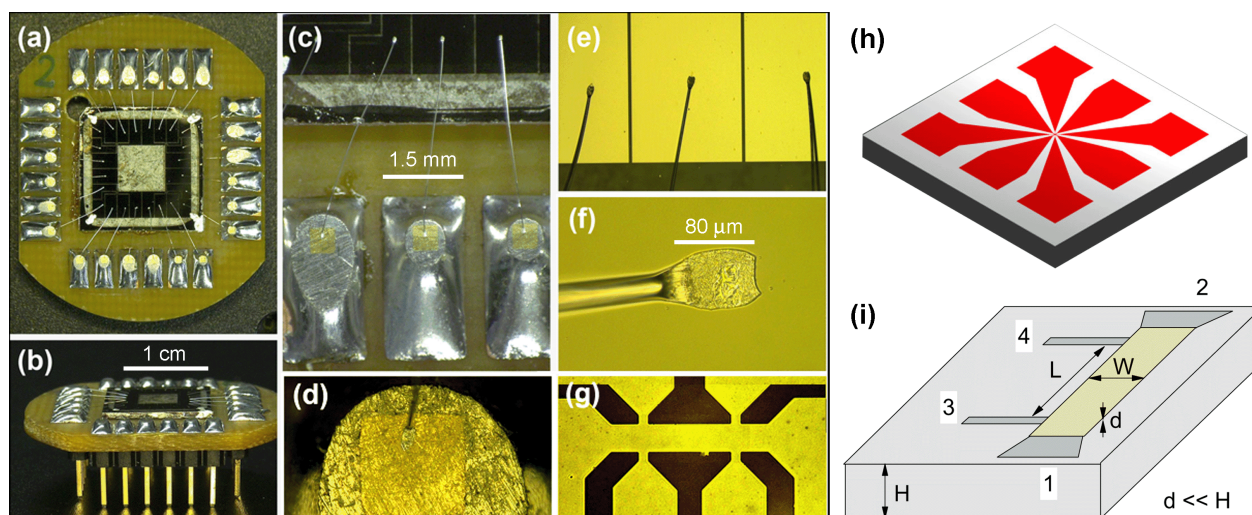


Рис. 5.19. (a) і (b) Плівка на утримувачі для електричних вимірювань. (c)–(f) Приварені контакти до плівки у різному масштабі. (g) Шестиконтактний місток для вимірювання поздовжнього і поперечного опору. (h) Восьмиконтактна структура для експерименту у геометрії з орієнтованим струмом, який обговорюється у розділі 9. (i) Мікросмужка з імпедансом  $50 \Omega$  для експериментів у розділах 7 і 8. Для узгодження імпедансу тонких плівок з товщиною  $d \ll H$  є важливими три параметри: товщина  $H$  і діелектрична проникність підкладки  $\epsilon$  і ширина мікросмужки  $W$ .

Для видалення решт ніобію поза межами містків плівки бомбардувалися іонами галію в атмосфері розрядженого аргону. Візуальну інспекцію плівок проводили в оптичному мікроскопі, після чого фіксували підкладки на утримувачі [рис. 5.19(a) і (b)] за допомогою криостійкого клею GE і приварювали електричні контакти ультразвуковим зварюванням [рис. 5.19(c)–(f)]. Для визначення геометрії вимірювань застосовувалися такі фотолітографічні маски: для вимірювань поздовжнього і поперечного опору використовували шестиконтактну геометрію, у якій стандартні чотири контакти були доповнені парою холлівських контактів. У такій геометрії канавки були повернуті під певним кутом  $\alpha$  відносно напрямку транспортного струму. Ця геометрія застосовується у розділі 6. Для високочастотних вимірювань у розділах 7 і 8 використовувалася геометрія мікросмужки з імпедансом  $50 \Omega$ . Зокрема, для вимірювань полярної діаграми повного магнітоопору у розділі 9 використовувалася восьмиконтактна геометрія, рис. 5.19(g). У цій геометрії вектор повного струму обертався відносно напрямку смужок кобальту. Маски зображено на рис. 5.2(g,h,i).

### 5.3.2. Резистивні вимірювання у мікроскопі під час фрезування

Електричні властивості зразків, на поверхні яких створювалися наноструктури, контролювалися у режимі реального часу, одночасно з фрезуванням канавок. Це робилося, здебільшого, для визначення глибини канавок  $h$  через відносну зміну електричного опору плівки як функції числа проходжень пучка іонів згідно із задалегідь визначеними растрами, рис. 5.14. Калібрування проводилися для плівки з товщиною  $d = 52$  нм. Результати вимірювань зображені на рис. 5.20 поруч з апроксимаціями до моделі, яка обговорюється нижче. Як виходить з графіка, фрезування канавок поперек довгої сторони містка ( $\alpha = 90^\circ$ ) призводить до нескінченного опору, коли  $h/d = 1$ , тобто місток повністю перерізано, що зрозуміло. Повний переріз містка з товщиною 52 нм має місце при 32 000 проходженнях пучка іонів. У пінінг-наноструктурах, які застосовувалися у даній роботі,  $h$  було між 5 нм і 15 нм. Так, для отримання канавок з глибиною 8 нм у розділі 6 фрезування було зупинено при 5 000 проходженнях пучка іонів. З рис. 5.20 випливає, що опір містка з  $\alpha = 0^\circ$  значно менше змінився у ході фрезування, ніж опір містка з  $\alpha = 90^\circ$ , що якісно зрозуміло з геометрії. Звичайно, по мірі зростання глибини канавки  $h$  різниця в опорах містків  $\delta\rho \equiv [\rho(0^\circ) - \rho(90^\circ)]/\rho(0^\circ)$  стає сильнішою. Тут  $\delta\rho$  характеризує анізотропію опору у нормальному стані плівки.

Кількісно, зміну електричного опору зразка можна пов'язати з глибиною канавок за допомогою простої моделі. Для цього розглянемо спочатку випадок  $\alpha = 90^\circ$ , тобто струм густини  $j$  тече поперек канавок, рис. 5.21(а). У моделі припускається, що зразок однорідний, тобто його товщина  $d$  і питомий опір  $\rho$  однакові всюди у зразку. Припускається також, що фрезування канавок є ідеальним процесом у тому сенсі, що канавки мають прямокутний профіль у поперечному розрізі і нема ані імплантованих іонів галію у плівку Ga, ані осадження фрезованого ніобію на поверхні зразка. У моделі також нехтується неоднорідним розподілом струму у зразку. Зразок моделюється системою з  $2n$  резисторів, які поєднані послідовно, де  $n$  — кількість канавок, рис. 5.21(а). У такій системі розглядається поперечна площадка між канавками, яка дає внесок  $R_1$  у сумарний опір  $R$ . Внесок  $R_1$  не залежить від глибини канавки  $h$ , у

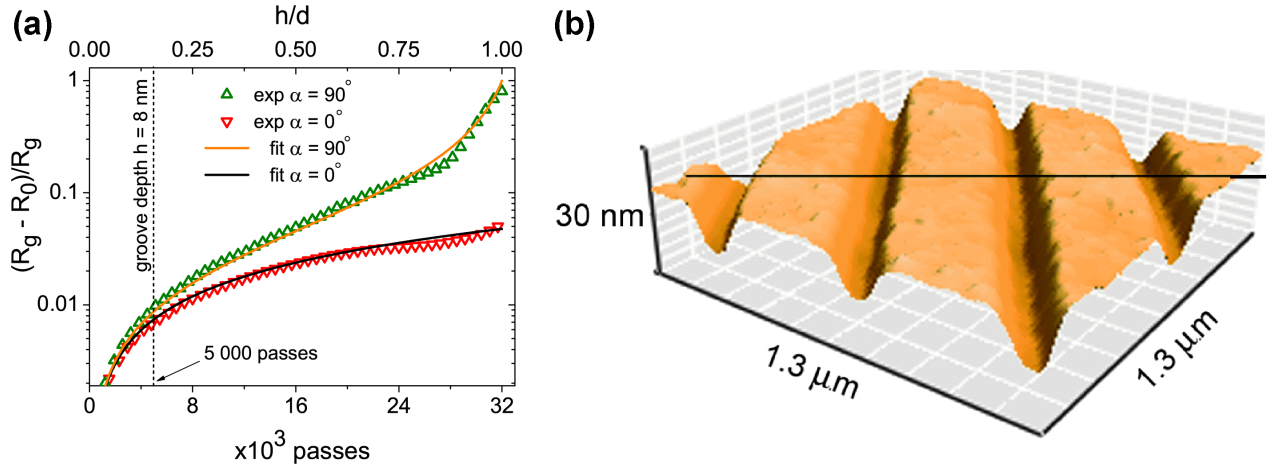


Рис. 5.20. Відносна зміна електричного опору  $R_g$  двох плівок ніобію з товщиною 52 нм протягом фрезування наноканавок фокусованим пучком іонів як функція числа проходжень пучка згідно з заздалегідь визначеним растром. Наноструктура являє собою паралельні, періодично розташовані канавки вздовж ( $\nabla$ ,  $\alpha = 0^\circ$ ) і поперек ( $\triangle$ ,  $\alpha = 90^\circ$ ) довгої сторони містка. Верхня горизонтальна вісь позначає відношення глибини канавки  $h$  до товщини плівки  $d$ . Суцільні лінії є апроксимаціями до виразів (5.3) і (5.4). Зображення наноструктури в атомно-силовому мікроскопі показано на панелі (b).

той час як поперечна площадка під канавкою призводить до залежного від  $h$  внеску  $R_2$ . З урахуванням латеральної періодичності елементів достатньо розглянути одну пару опорів  $R_1$  і  $R_2$  для визначення змін у сумарному опорі системи. Обидва опори  $R_1$  і  $R_2$  можуть бути записані через опір плівки до наноструктування,  $R_{pr}$ , так що  $R_{90} = R_{pr}(a - w)/a + R_{pr} \cdot w/a \cdot d/(d - h) = R_{pr}(1 - k + zk)/(1 - k)$ , де  $k = h/d$  і  $z = w/a$ . Остаточно, для  $\alpha = 90^\circ$ :

$$R_{90}/R_{pr} = 1 + zk/(1 - k). \quad (5.3)$$

Коли  $\alpha = 0^\circ$ , рис. 5.21(b), опори  $R_1 = R_{pr}/(1 - z)$  і  $R_2 = R_{pr}/[z(1 - k)]$ , так що

$$R_0/R_{pr} = 1/(1 - kz). \quad (5.4)$$

Залежності опору від глибини канавок за виразами (5.3) і (5.4) побудовані поруч з експериментальними даними на рис. 5.20. Найкращі апроксимації було отримано для вільного параметра  $z \equiv w/a = 1/7$ , що дуже близько до відносної долі  $\varepsilon = 2b/a$ ,

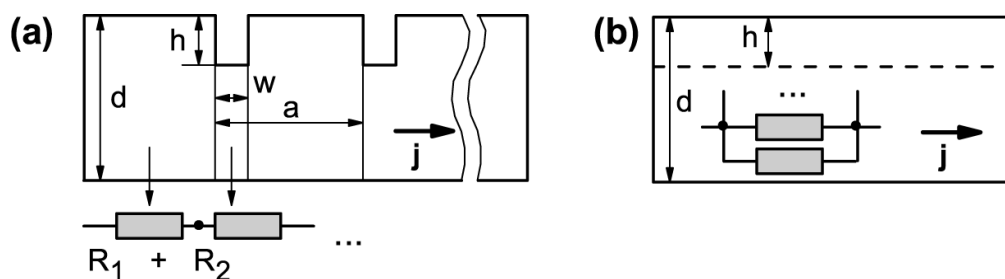


Рис. 5.21. Еквівалентні електричні схеми для розрахунку зміни електричного опору у залежності від глибини наноканавок для  $\alpha = 90^\circ$  (a) і  $\alpha = 0^\circ$  (b).

яку займають канавки з шириною на половині глибини  $2b$  віднесеної до періоду наноструктури  $a$ . Це означає, що якнайменше у випадку, коли  $h/d$  відносно мало, експериментальні дані можна добре апроксимувати виразами (5.3) і (5.4) до близько 23 000 проходжень пучка іонів, після чого спостерігається більший розбіг, ймовірною причиною якого є неоднорідний розподіл струму, коли  $h/d \rightarrow 1$ , та інші ефекти, якими знехтувано у цій простій моделі. Треба зазначити, що для більшості наноструктур, які використовувалися у роботі,  $h/d \approx 15\%$ , так що анізотропія опору  $\delta\rho \lesssim 3\%$ , що значно менше анізотропії опору у змішаному стані завдяки пінінгу.

### 5.3.3. Низькотемпературні вимірювання електричного опору

Для електричних вимірювань опору у змішаному стані низькотемпературні експерименти проводилися у  $^4\text{He}$  кріостаті у стандартній чотирьохконтактній геометрії та її модифікаціях, рис. 5.19(g,h,i). Кріостат був устаткований вставкою динамічної зміни температури (VTI), рис. 5.22, яка дозволяла проводити вимірювання у діапазоні 1.4–300 K. Типові швидкості охолодження були у діапазоні від 3 K/хвил поблизу кімнатної температури до 0.1 K/хвил поблизу температури переходу плівок у надпровідний стан (8–9 K). Кріостат був устаткований надпровідним соленоїдом, який давав змогу проводити вимірювання у полях до 14 T. Однак завдяки тому, що верхні критичні поля плівок ніобію сягали не більше 2 T, такі поля являли собою природну границю полів при вимірюванні опору у змішаному стані. Характерною рисою контролера магнітного поля була можливість змінювати значення поля з шагом у 0.1 мТ, що дозволяло з високою точністю “протягати” поле поблизу так званих полів

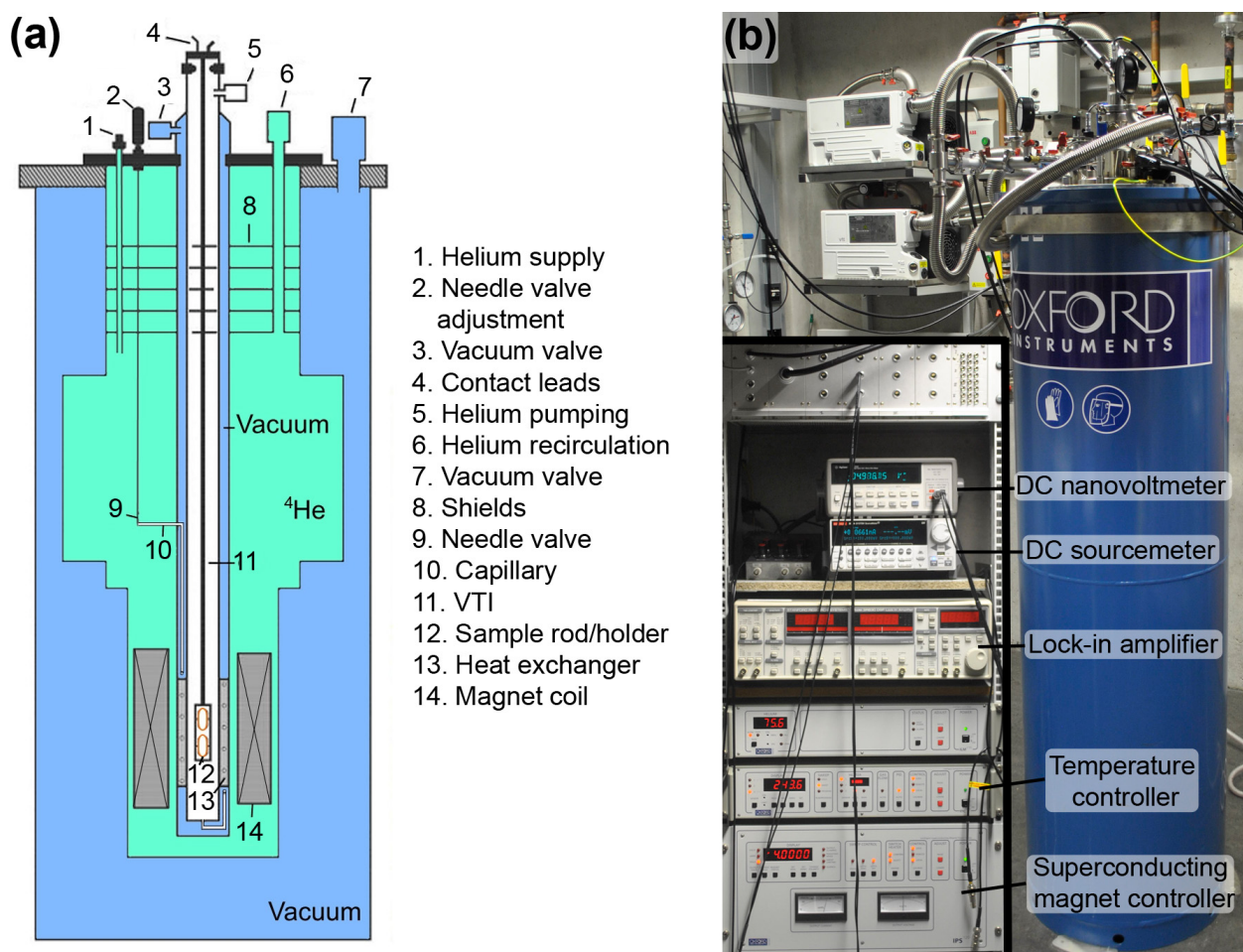


Рис. 5.22. (а) Схема внутрішньої структури  $^4\text{He}$  криостата. (б) Зовнішній вигляд криостата, який використовувався в даній роботі. На вставці зображено обладнання для контролю температури, магнітного поля, а також вимірювальні прилади.

збігу вихрової решітки з наноструктурою, які обговорюються у подальших розділах. Утримувач криостату, рис. 5.19(а,б), був уніфікований з утримувачем для SEM і дозволяв одночасне застосування 24 електричних контактів, тобто до шести містків у стандартній чотириконтактній схемі або до чотирьох містків у шестиконтактній схемі з холлівськими контактами. Останній варіант, рис. 5.19(г), застосовувався для більшості резистивних вимірювань на постійному струмі. Стандартне обладнання для резистивних вимірювань включало джерела струму і двохканальні нановольтметри для одночасного вимірювання поздовжньої і поперечної напруги. Усі вимірювання проводилися у режимі завданого постійного струму.

Для охолодження зразків у криостаті у шахті, у якій знаходився зразок, через капіляр проходили пари гелію від  $^4\text{He}$  ванни і контролювалися голчастим венти-



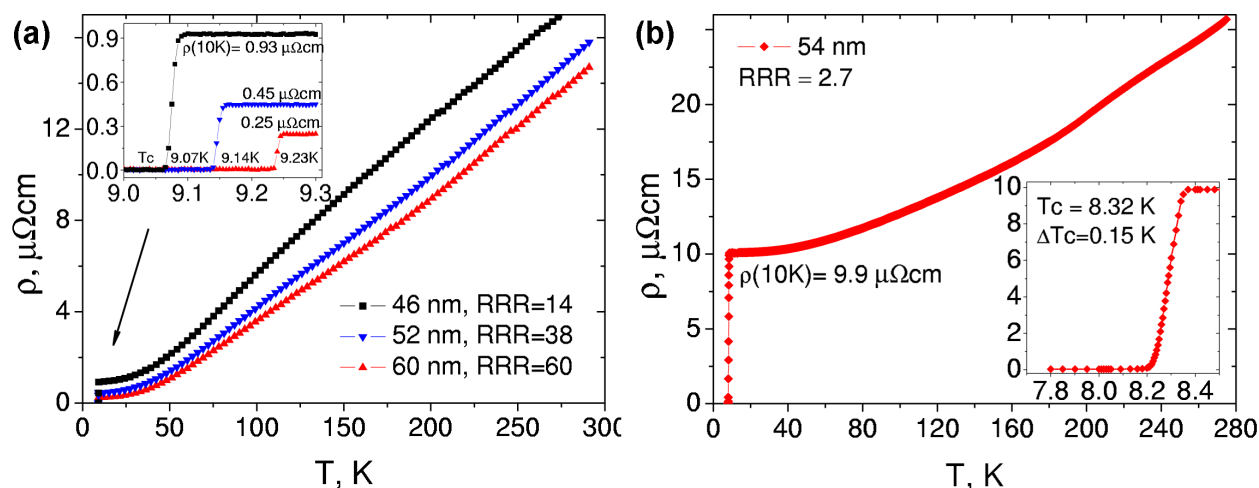


Рис. 5.23. Резистивні криві охолодження плівок ніобію В1, В2 і В3 у “чистому” надпровідному режимі (а) і плівки F у “брудному” надпровідному режимі (б).

лем. Температури нижче 4.2 К досягалися зниженням тиску парів  $^4\text{He}$ , які випомпувалися, проходячи біля зразка. Температури вище 4.2 К досягалися нагрівом парів  $^4\text{He}$  у теплообмінникові, який охоплював капіляр. Точний контроль температури (краще ніж 5 мК) досягався знаходженням комбінації швидкості потоку парів гелію (тобто положення голчастого вентиля) і значення струму у колі нагрівача. Оптимальні параметри одержувалися автоматично за допомогою температурного PID-контролера.

Для одночасних вимірювань електричної напруги і поглиненої потужності при протіканні постійного і високочастотного струмів дисертантом було розроблено і виготовлено високочастотну кріогенну вставку. Оскільки ця вставка являє собою істотний технічний засіб для проведення експериментів у розділах 7 і 8 за нерезонансним методом широкосмугової спектроскопії, її основні риси викладаються у розділі 7.

Криві охолодження для плівок ніобію у “чистому” надпровідному режимі показані на рис. 5.23(а). Температури переходу до надпровідного стану визначалися при досягненні  $\rho(T)$  половини значення опору у нормальному стані. Як випливає з графіка на рис. 5.23(а), плівки В1, В2, і В3 демонструють визначні надпровідні властивості, а саме: критичну температуру  $T_c$  дуже близько до значення у масивному ніобії 9.27 К і дуже малі значення залишкового питомого опору  $\rho_{10\text{K}} < 0.5 \text{ мкОмсм}$ .

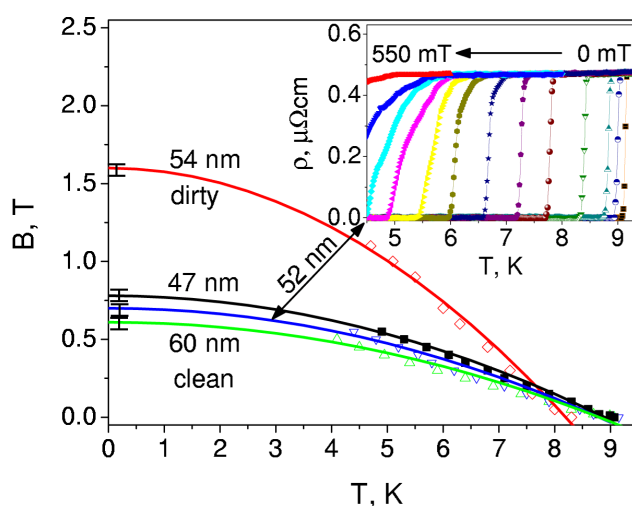


Рис. 5.24. Температурна залежність  $B_{c2}(T)$  для трьох плівок у “чистому” та однієї плівки у “брудному” надпровідному режимі. Значення  $B_{c2}(0)$  визначені шляхом апроксимації даних до стандартного виразу  $B_{c2}(T) = B_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2]$ . Риски позначають похибку визначення  $B_{c2}(0)$ .

Різкі переходи з шириною  $< 0.01$  К і відношення опорів при кімнатній температурі і поблизу надпровідного переходу  $RRR = 14 \div 60$  є додатковими ознаками однорідності і високої структурної якості плівок. Треба зазначити, що значення RRR належать до найбільших, які доповідалися для тонких плівок ніобію до цього часу. Для кращих зразків масивного ніобію у літературі доповідаються  $RRR = 50 \div 1000$ .

Значення питомого опору у нормальному стані  $\rho_n$  при температурі 10 К дозволяють оцінити довжину вільного пробігу електронів  $l$  з матеріальної константи  $\rho_0 l = 3.72 \times 10^{-6}$  мкОмсм<sup>2</sup> для ніобію [326, 327]. Одержані значення  $l$  приведені у таблиці 5.1, з якої, зокрема, можна бачити, що значення RRR зменшуються систематично зі зменшенням товщини плівки. Криву охолодження для плівки F у “брудному” надпровідному режимі зображено на рис. 5.23(b). Відносно велике значення  $\rho_n = 9.9$  мкОмсм, нижча  $T_c = 8.32$  К з  $\Delta T_c = 0.15$  К і значення RRR 2.7 пояснюються внеском границь кристалітів до електричного опору плівки.

Температурні залежності питомого опору  $\rho(T)$  у магнітних полях  $B = 0 \div 0.7$  Т для плівок у “чистому” надпровідному режимі зображено на рис. 5.24. Значення верхнього критичного поля визначались на рівні 90% опору у нормальному стані. З апроксимації температурної залежності верхнього критичного поля до стандар-

тного виразу  $H_{c2}(T) = H_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2]$  довжина когерентності дорівнює  $\xi(0) = \sqrt{\Phi_0/2\pi B_{c2}}$  [328], значення якої складають близько  $22 \pm 1$  нм для плівок у “чистому” надпровідному режимі і  $14 \pm 1$  нм для плівки у “брудному” надпровідному режимі.

#### 5.4. Висновки до розділу 5

Таким чином, у розділі обґрунтовано вибір експериментальної системи, яку представлено тонкими плівками ніобію з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки, і викладено методи виготовлення і характеристикації плівок і наноструктур, а також електричних резистивних вимірювань. Для демонстрації конкретних методик додатковим оригінальним результатом є виявлення оптимальних параметрів напилювання епітаксialьних плівок ніобію, які знаходяться у так званому чистому надпровідному режимі. За результатами розділу можна зробити такі висновки:

- Обрано експериментальну систему, яка добре відповідає вимогам теоретичної моделі розділів 2 – 4, а саме: тонкі надпровідні плівки ніобію з фрезованими наноканавками або осадженими наносмужками кобальту. Викладено методи виготовлення і характеристикації зразків, встановлено їх гарну придатність для обраної експериментальної системи. Проведено комплексні дослідження структурних особливостей плівок і наноструктур.
- Уперше застосовано та оптимізовано безмаскові методи виготовлення періодичних пінінг-наноструктур за допомогою фрезування поверхні надпровідника фокусованим пучком іонів та осадженням кобальту на його поверхню під дією фокусованого пучка електронів. Виявлено відмінну якість наноструктур, типові поперечні розміри поздовжніх елементів яких можуть бути близько 30 нм для пучка іонів і близько 70 нм для пучка електронів.
- Виявлено оптимальні умови напилювання епітаксialьних плівок Nb (110) на підкладки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (11 $\bar{2}$ 0) методом магнетронного розпилення: температура підкладки  $850^\circ\text{C}$ , тиск аргону  $4 \times 10^{-3}$  мбар, швидкість розпилення 0.5 нм/с. Спостережено “чистий” надпровідний режим у таких плівках з товщинами близько 50 нм.

## РОЗДІЛ 6

### ДИНАМІКА ВИХОРІВ ПРИ ПОСТІЙНОМУ СТРУМІ У ПЛІВКАХ НІОБІЮ З НАНОКАНАВКАМИ

У переважній більшості робіт до сьогодні модифікація розташування вихорів відносно періодичних пінінг-наноструктур використовувалося, головним чином, для керування їх динамікою. Цілком природно, однак, і зворотне питання: Чи можна з резистивного відгуку у змішаному стані, використовуючи вихорі як “зонди”, отримати інформацію стосовно інтенсивності пінінгу у певних частинах зразка? Якщо так, чи корелює тоді інтенсивність пінінгу з особливостями структури у різних регіонах зразка? Чи відрізняється елементний склад плівки у наноканавці від елементного складу подалі від неї? При досліджуванні ефекту направленої руху (гайдінгу) вихорів у попередніх роботах з планарним потенціалом пінінгу, потенціал був насправді умовно періодичним [155]. Водночас, в експериментах з масивами пінінг-центрів у формі квадратної або трикутної решітки спостерігалось зменшення дисипації при полях збігу [329]. У той час, як у першому випадку [155] поля збігу не спостерігалися, у другому випадку було неможливо змінювати інтенсивність гайдінг-ефекту, що є однією з вимог при застосуванні цього ефекту у флюксонних приладах.

Відповідно до згаданої мотивації, у розділі експериментально досліджується магніторезистивний відгук плівок ніобію з фрезованими наноканавками. Спостережено істотні зменшення дисипації для двох полів геометричного збігу вихрової решітки з пінінг-наноструктурою, які використовуються для “зондування” вихорами інтенсивності пінінгу у різних регіонах зразка. Інтенсивність пінінгу у різних частинах зразка обговорюється на основі результатів ареніусівського аналізу температурних залежностей опору для різних конфігурацій вихрової решітки відносно пінінг-наноструктури. Елементний склад плівки досліджується за допомогою енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії і корелює з інтенсивністю пінінгу в її різних частинах. Результати цього розділу оприлюднені у статтях [32, 34] і матеріалах конференцій [60, 61, 64, 65, 67].

## 6.1. Структурні і резистивні властивості зразків у нормальному стані

### 6.1.1. Геометрія експерименту і мікроструктура зразків

Експериментальними зразками є дві епітаксціальні плівки ніобію (110) з товщиною 52 нм. Плівки напильовалися на ідентичні сапфірові підкладки ( $1\bar{1}\bar{2}0$ ) у ході єдиного процесу з наступними параметрами: температура підкладки  $850^\circ\text{C}$ , тиск аргону  $4 \times 10^{-3}$  мбар, швидкість напильовання 1 нм/с. У кожній з плівок було сформовано чотири містки з розмірами  $30 \times 100$  мкм<sup>2</sup> за допомогою стандартної фотолітографії. Один місток було залишено без наноструктури, а у семи інших було профрезовано наноканавки під кутами  $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  і  $90^\circ$  відносно напрямку транспортного струму, див. рис. 6.1(а). Нижче, для посилання на певний місток буде застосовуватися відповідне значення кута  $\alpha$ . Виготовлення наноструктур проводилося з параметрами пучка іонів 30 кВ/30 пА з часом затримки 1 мкс та однаковим профілем, який зображено на рис. 6.1(б,с). Для забезпечення якості наноструктур на границях містків і запобігання граничних ефектів у місцях потенціальних контактів, розміри наноструктурованої області сягали  $160 \times 32$  мкм<sup>2</sup>, див. штриховану область на рис. 6.1(а). Експериментальна геометрія дозволяла вимірювати поздовжню  $V_{\parallel}$  і поперечну  $V_{\perp}$  напруги.

Оскільки фрезування фокусованим пучком іонів призводить до часткової імплантації їх у плівку [21], елементний склад всіх містків досліджувався енергодисперсійною рентгенівською спектроскопією (EDX). Так, результати комп'ютерної симуляції за методом Монте-Карло [330] виявили, що імплантація Ga має місце, здебільшого, для даних параметрів пучка у поверхневому шарі плівки з товщиною 12 нм. Моделювання проводилося за допомогою програми SRIM [330]. Відповідно, EDX-інспекцію було проведено у мікроскопі щойно після фрезування наноструктур. Зокрема, було проведено наступні вимірювання: проаналізовано елементний склад у плівці до і після виготовлення наноструктури при площині вимірювання  $1 \times 1$  мкм<sup>2</sup>, а також область між двома канавками і у канавці при площині вимірювання  $100 \times$

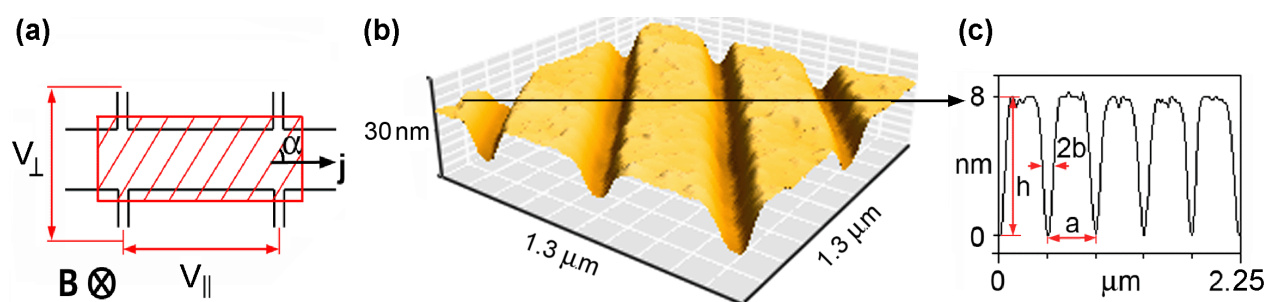


Рис. 6.1. (а) Експериментальна геометрія у загальному випадку: плівка ніобію знаходиться у перпендикулярному магнітному полі  $B \ll B_{c2}(T)$  при температурі поблизу  $T_c$ . Слабкий постійний струм густини  $j$  прикладається до зразка. Величинами, що вимірюються, є поздовжня  $V_{\parallel}$  і поперечна  $V_{\perp}$  напруги, які визначено відносно напрямку  $j$ . Сім містків наноструктуровані з періодичним пінінг-профілем, канали якого розташовані під кутом  $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  і  $90^\circ$  відносно напрямку  $j$ . Один місток було залишено без наноструктури для порівняння. Кількісно,  $T_c = 8.61$  К,  $j = 0.7$  і  $6.4$  КА/см<sup>2</sup>, і значення магнітного поля  $B = 8.8$  мТ відповідає фундаментальному полю збігу положень вихорів на дні канавок для 450 нм-періодичного профілю типу пральної дошки. (b) Зображення поверхні одного з містків з наноструктурою в атомно-силовому мікроскопі. (c). Профіль симетричної наноструктури, у якому  $a = 450 \pm 2$  нм,  $h = 8 \pm 0.5$  нм і  $2b = 64 \pm 3$  нм позначають період потенціалу пінінгу, глибину і повну ширину на половині глибини відповідно.

100 нм<sup>2</sup>. Параметри EDX були 5 кВ і 1.6 нА. Тут енергія пучка визначає ефективну товщину шару, який підлягає аналізу, і сягає близько 45 нм у даному випадку. Проникнення електронів у плівку було симульовано у програмі Casino [319]. Це відповідає близько 90% енергії пучка електронів, яка поглинається у плівці. Елементний склад плівки було визначено з урахуванням ZAF-корекцій (атомний номер, поглинання, флуоресценція) та урахуванням фонового випромінювання. Для аналізу елементного складу у плівках застосовувалася програма EDAX Genesis Spectrum v. 5.11. Статистична похибка у визначенні елементного складу складає не більше 1.5%.

Необроблені дані, які не показано, містять піки від чотирьох елементів: Nb, O, Al, і Ga. Піків від кисню та алюмінію неможливо уникнути завдяки відносно малій товщині плівки, так що слабкий сигнал від підкладки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> присутній завжди. Ма-

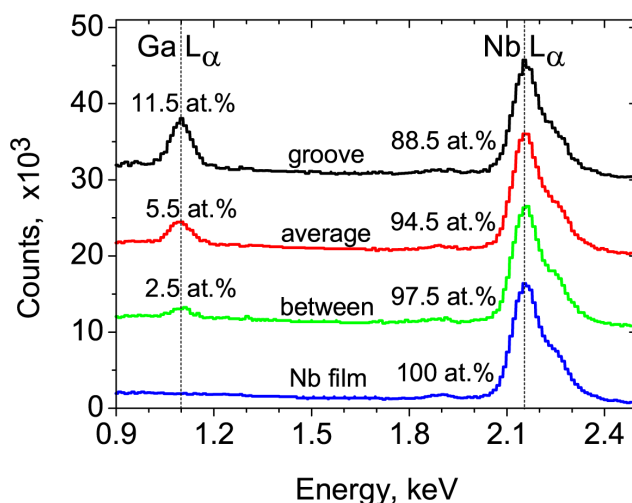


Рис. 6.2. Елементний склад у плівці до і після наноструктування (розміри області аналізу  $1 \times 1 \text{ мкм}^2$ ), а також між канавками і у канавці (розміри області аналізу  $100 \times 100 \text{ нм}^2$ ), як визначено за допомогою EDX. Уздовж вертикальної вісі криві зсунуто на  $10^3$  для полегшення порівнювання. Дані нормовано таким чином, що сума часток Ga і Nb у зразку дорівнює 100 ат.%. Піки від Ga і Nb зазначено вертикальними лініями.

ла частина піку кисню може бути пов'язана з 2 нм шаром оксиду на поверхні плівки ніобію [306]. Цій шар оксиду утворюється протягом перших секунд після виймання плівки із вакууму та являє собою природний захисний шар, який перешкоджає подальшому окисленню плівки. Піки від кисню та алюмінію не змінюються від вимірювання до вимірювання, що дозволяє нормувати спектрограми на рис. 6.2 таким чином, що сума часток Ga і Nb у зразку складає 100 ат.%, які й розглядаються нижче детально.

Вимірювання на плівці без наноструктури є контрольним і виявляє 100 % Nb, як очікувалося. Усі містки з наноструктурами виявляють присутність Ga поряд з Nb, який домінує. Треба зазначити, що область вимірювання з розмірами у  $1 \text{ мкм}^2$  у наноструктурованому містку охоплює дві канавки та область поруч з ними. Так, присутність 5.5 ат.% Ga може розглядатися як середня концентрація Ga у наноструктурі. Для відповіді на питання, чи відрізняється вміст Ga у різних частинах наноструктури, було проаналізовано окремо область між канавками і у канавці. Згідно з результатами на рис. 6.2, у канавці виявлено 11.5 ат.% Ga, а поміж канавками — 2.5 ат.% Ga.

Морфологію наноструктур досліджували в атомно-силовому мікроскопі у кімнатній атмосфері у режимі динамічної сили. Зображення поверхні зразка в атомно-силовому мікроскопі показано на рис. 6.1(b,c). Пінінг-наноструктура являє собою систему паралельних і періодично розташованих канавок з періодом  $a = 450 \pm 2$  нм. Форма наноструктури ідентична по всій поверхні містка і не змінюється від містка до містка. Кут  $\alpha$  відрізняється від його завданих значень не більше, ніж на  $0.3^\circ$ . Ця похибка походить від неминучого поворотного розорієнтування утримувача зразка по відношенню до позиції модельного растра наноструктури у скануючому електронному мікроскопі. Нерівність поверхні  $\Delta d$  у плівці без наноструктури дорівнює близько 1.5 нм. Між канавками у містках з наноструктурами  $\Delta d$  сягає від 2.5 до 3 нм. Це пов'язано з присутністю певної кількості Nb і, ймовірно, малого вмісту Ga на поверхні плівки, які осіли протягом фрезування канавок. Ніобій було вифрезеровано з канавок, а Ga, скоріше за все, було спочатку імплантовано у плівку, а потім вибито фокусованим пучком іонів.

З лінійного скану поперек наноструктури на рис. 6.1(c) ширина канавки на половині глибини дорівнює  $2b = 64 \pm 3$  нм, а глибина канавки  $h = 8 \pm 0.5$  нм. Зазначимо, що найменша область аналізу за допомогою техніки EDX є більшою, ніж  $2b$  канавки. Отже, вміст Ga на дні канавки, який було виявлено EDX, постає трохи заниженим і може бути оціненим як 15 ат.%, оскільки найбільш ймовірна імплантація Ga очікується на дні канавки. З розмірів канавки можна визначити питому латеральну долю  $\varepsilon = 2b/a$ , яку займає канавка, як близько  $1/7$ . Лінійний скан вздовж дна канавки (не показано) виявляє нерівність близько 1 нм.

### 6.1.2. Резистивні криві охолодження і ефект Холла

Обидві плівки було змонтовано на контактні утримувачі <sup>4</sup>He кріостату. Магнеторезистивні вимірювання проводилися у полях  $+B$  і  $-B$ , направлених перпендикулярно до поверхні плівки. Парну і непарну компоненту магнітоопору знаходили за стандартним виразом

$$\rho^\pm = [\rho(+B) \pm \rho(-B)]/2. \quad (6.1)$$



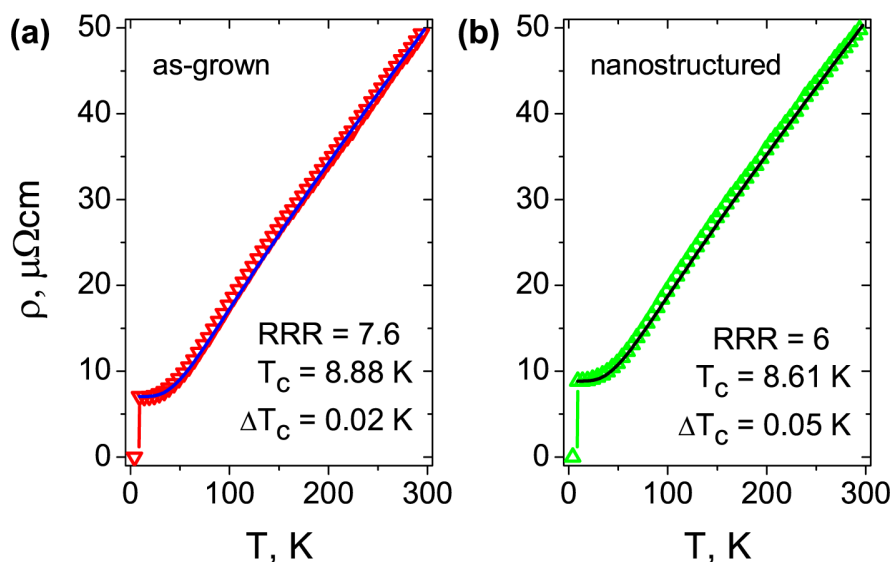


Рис. 6.3. Температурні залежності питомого опору плівки без наноструктури і з наноструктурою  $\alpha = 0^\circ$ . Апроксимації до виразу (6.2) зображено суцільними лініями.

Резистивні криві охолодження для містка без структури і містка зі структурою  $\alpha = 0^\circ$  зображено на рис. 6.3. Криві  $\rho(T)$  вимірювались стандартним чотирьохконтактним методом. Обидві криві мають майже лінійну залежність у температурному діапазоні 300-100 K і степеневу залежність, яка домінує при 100-10 K, перед переходом у надпровідний стан. Відношення питомого опору при 300 K і 10 K (RRR) дорівнюють 7.6 і 6 для містка без і з наноструктурою відповідно. Криві  $\rho(T)$  для  $\alpha$  від  $15^\circ$  до  $90^\circ$  збігаються у межах 4% з кривою для  $\alpha = 0^\circ$  у всьому температурному діапазоні. Це означає, що всі містки з наноструктурами мають дуже близькі транспортні властивості. При збільшенні  $\alpha$  від  $0^\circ$  до  $90^\circ$  значення  $\rho$  монотонно зростає. Це пов'язано з профрезованими наноканавками і спричинено зменшенням ефективного перерізу містків, як обговорювалося у главі 5.3.2. При кімнатній температурі питомі опори містків з і без наноструктури дорівнюють 50.4 мкОмсм і 49.9 мкОмсм відповідно. Обидва значення близько до трьох разів більші, ніж літературні дані для масивного Nb [331]. По мірі зменшення температури зростає різниця між значеннями  $\rho(T)$ . Причиною цього є те, що залишковий питомий опір  $\rho_0$  завдяки розсіяню на дефектах у містку з наноструктурою на 20% більший, ніж у містку без наноструктури. У цілому, криві  $\rho(T)$  можуть бути добре апроксимовані формулою Блоха–

Зразок	$R_{300\text{К}}$ , Ом	$\rho_{300\text{К}}$ , мкОмсм	$R_{10\text{К}}$ , Ом	$\rho_{10\text{К}}$ , мкОмсм	RRR RRR	$l$ , нм	$R_{H10\text{К}}$ , м <sup>3</sup> /Кл	$n$ , м <sup>-3</sup>
Без струк.	32.7	49.9	4.36	7.04	7.6	5.3	$7.71 \times 10^{-11}$	$8.12 \times 10^{28}$
Структ. 0°	33.0	50.4	5.50	8.84	6	4.2	$7.86 \times 10^{-11}$	$7.95 \times 10^{28}$

Таблиця 6.1. Транспортні властивості плівок у нормальному стані.

Грюнайзена [332–334]

$$\rho(T) = \rho_0 + K(T/\Theta_D)^n \int_0^{\Theta_D/T} dx \frac{x^n}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})}, \quad (6.2)$$

де  $\Theta_D$  — температура Дебая (275 К для Nb [331]),  $K$  — єдиний параметр апроксимації та  $n$  — ціле число, яке визначає степеневу залежність, яка, у свою чергу, залежить від домінуючого механізму розсіяння у зразку. Припасувальний параметр  $K$  вибирався так, щоб найкращий можливий збіг експериментальних кривих на рис. 6.3 досягався при  $\rho_{10\text{К}}$  і  $\rho_{295\text{К}}$ . Обидві криві  $\rho(T)$  апроксимувалися рівнянням (6.2) з  $n = 5$ , що означає розсіяння електронів фононами, як природно для ніобію [334, 335].

За допомогою матеріальної константи для ніобію,  $\rho_0 l = 3.72 \times 10^{-6}$  мкОмсм<sup>2</sup> [326] і значень  $\rho_{10\text{К}} = 7.04$  мкОмсм і  $8.84$  мкОмсм, довжину вільного пробігу електронів  $l$  може бути оцінено як  $5.3 \pm 0.3$  нм і  $4.2 \pm 0.3$  нм для містків без і з наноструктурами відповідно. Резистивні властивості плівок наведені у таблиці 6.1, з яких можна помітити, як наноструктування впливає на транспортні властивості плівок завдяки імплантації галію. Треба зазначити, що транспортні властивості плівок є чутливими як до концентрації дефектів, так і до густини носіїв електричного заряду у зразках. Тоді як концентрація дефектів проявляється, здебільшого, крізь зменшення довжини вільного пробігу, яке відображається у збільшенні поздовжнього опору, густину носіїв електричного заряду можна оцінити з холлівського опору [336]. На рис. 6.4(a) зображено поперечний опір  $R_{\perp}$  у полях від -2 Т до +2 Т для плівки без наноструктури і для двох містків з наноструктурами.

Холлівську (непарну відносно інверсії поля) компоненту  $R_{\perp}^{-}$  для тих й самих зразків за рівнянням (6.1) побудовано на рис. 6.4(b). Розглядаючи спочатку лівий графік, можна бачити, що залежність  $R_{\perp}(B)$  для усіх зразків лінійна і характеризується малим  $R_{\perp} \neq 0$  при нульовому полі. Це проявляється у вигляді різних вертикальних зміщень прямих на рис. 6.4(a), у яких скінченний опір при нульовому полі

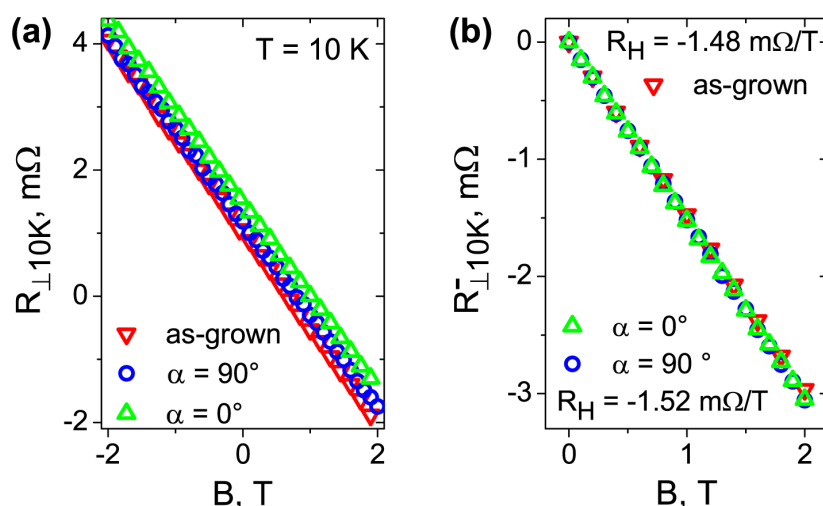


Рис. 6.4. Поперечний опір  $R_{\perp}$  і його непарна (холлівська) компонента  $R_{\perp}^{-}$  відносно інверсії магнітного поля як функція магнітного поля  $B$  при 10 K для містка без наноструктури і двох містків з наноструктурами. Холлівський коефіцієнт  $R_H$  визначено з нахилу залежностей  $R_{\perp}^{-}(B)$ .

спричинюється неминучим малим відносним зсувом холлівських контактів. У деяких експериментах інших авторів [337] для компенсації цього опору застосовувався балансний місток. В інших роботах цей зсув віднімався перед аналізом даних, у ще інших — дуже тонкі холлівські контакти [338] призводили до дуже малого зсуву відносно основного сигналу. У нещодавній роботі [339] було виявлено, що скінченна поперечна напруга може виникати виключно завдяки неоднорідному розподілу струму у зразку. Цей ефект спостерігався як для зразків високої якості з вузьким переходом до надпровідного стану, так і у багатих дефектами зразках з широким переходом, оскільки навіть малої поперечної неоднородності достатньо для виникнення поперечної напруги, значення якої неможливо завбачити і дуже важко відтворити навіть для зразків з однієї серії [339].

З нахилу  $R_{\perp}^{-}(B) = B/nqd$  можна визначити холлівський коефіцієнт  $R_H \equiv R_{\perp}^{-}(B)/B = 1/nqd$ , де  $n$  — густина носіїв електричного заряду,  $q$  — заряд електрону і  $d$  — товщина плівки. Значення  $R_H = 7.71 \times 10^{-11} \text{ м}^3/\text{Кл}$  і  $n = 8.12 \times 10^{28} \text{ м}^{-3}$  знаходяться у погодженні з літературними даними для ніобію [340–342], причому  $n$  зменшується на 1 – 2% у процесі наноструктування. Це може бути пов'язано зі зменшенням кількості валентних електронів у зразку, виходячі з того, що 5.5 ат.% п'ятивалентного

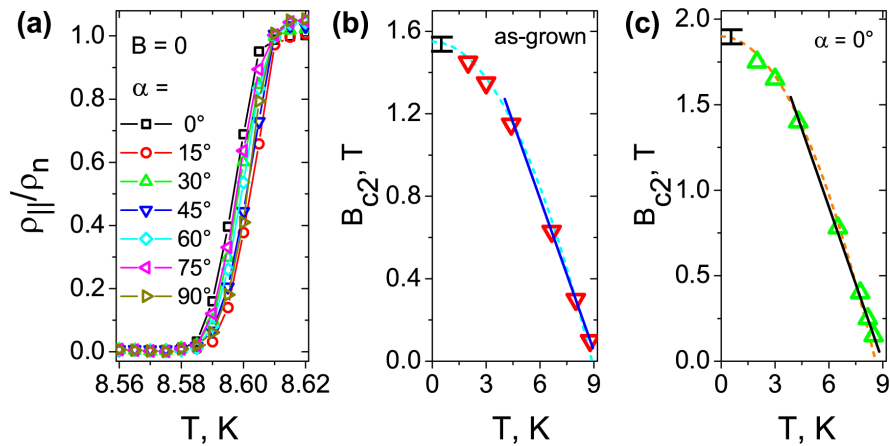


Рис. 6.5. (а) Надпровідний перехід у нульовому магнітному полі для різних напрямків канавок по відношенню до напрямку транспортного струму. (б) Температурні залежності верхнього критичного поля  $B_{c2}(T)$  для неструктурованого містка. Значення  $B_{c2}(0)$  було одержано апроксимацією даних до стандартного виразу  $B_{c2}(T) = B_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2]$  (риски). Апроксимацію до лінійної залежності у діапазоні температур  $0.4T_c \div T_c$  показано суцільною лінією. (с) Те саме що (б), тільки для структури з  $\alpha = 0^\circ$ . Зображено також похибки у визначенні  $B_{c2}(0)$ .

ніобію було заміщено трьохвалентним галієм, для якого оцінка такого зменшення дорівнює 2.2 %, тобто є достатньо близьким до зменшення, яке спостерігається.

## 6.2. Транспортні властивості плівок у змішаному стані

### 6.2.1. Надпровідний перехід і друге критичне поле

Усі наноструктуровані містки є надпровідними нижче критичної температури  $T_c = 8.61$  К, яка є трохи нижчою, ніж  $T_c = 8.88$  К для неструктурованого зразка. Критичну температуру визначали як температуру, при якій опір зразка дорівнює 90% його значення у нормальному стані. Надпровідні переходи для різних  $\alpha$  зображено на рис. 6.5(а). Розкид значень  $T_c$  для різних наноструктурованих містків менш, ніж 5 мК. Усі наноструктуровані містки мають різкий надпровідний перехід з шириною  $\Delta T$  менш, ніж 0.05 К, у той час як  $\Delta T \approx 0.02$  К для неструктурованого зразка.

Температурні залежності  $\rho(T)$  для зразків вимірювались у перпендикулярних магнітних полях до 2 Т і дозволили побудувати залежності верхнього критичного по-

Зразок	$T_c$ , К	$\Delta T_c$ , К	$B_{c2}(0)$ , Т	$\xi(0)$ , нм
Без структури	8.88	0.02	1.55	14.6
Структура $\alpha = 0^\circ$	8.61	0.05	1.9	13.2

Таблиця 6.2. Властивості плівок у надпровідному стані.

ля  $B_{c2}(T)$  на рис. 6.5(b,c). Суцільні лінії являють собою апроксимації до стандартного виразу [328]  $B_{c2}(T) = B_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2]$  з  $B_{c2}(0)$  для неструктурованого і структурованих містків 1.55 Т і 1.9 Т відповідно. Для  $\alpha = 15^\circ \div 90^\circ$  криві  $B_{c2}(T)$  збігаються з кривими для  $\alpha = 0^\circ$  у межах похибки 3% (не показано). Поблизу  $T_c$  криві  $B_{c2}(T)$  дозволяють лінійну апроксимацію з нахилами  $dB_{c2}/dT|_{T_c} = 0.24$  Т/К і  $dB_{c2}/dT|_{T_c} = 0.3$  Т/К для неструктурованого і структурованого містка відповідно. За допомогою наближеного виразу  $B_{c2}(0) = 0.69T_c dB_{c2}/dT|_{T_c}$  [328, 336] з лінійної апроксимації можна визначити відповідно  $B_{c2}(0) = 1.47$  Т і  $B_{c2}(0) = 1.8$  Т, які у межах 6% менші щойно одержаних значень за квадратичним виразом. З нахилів  $dB_{c2}/dT|_{T_c}$  можна оцінити константу дифузії електронів  $D = -1.097(dB_{c2}/dT|_{T_c})^{-1}$  [343] як  $4.57 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с для неструктурованого і  $3.66 \times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с для структурованого зразка відповідно. Ці значення відповідають літературним значенням для плівок ніобію [251] і будуть використані нижче при оцінюванні значення струму розпарювання Гінзбурга-Ландау. Надпровідні властивості плівок наведені у таблиці 6.2.

### 6.2.2. Довжина когерентності і глибина проникнення

За допомогою виразу  $\xi(0) = [\Phi_0/2\pi B_{c2}(0)]^{1/2}$  [328], де  $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}$  Тм<sup>2</sup> — квант магнітного потоку, довжина когерентності  $\xi(0)$  для неструктурованого містка дорівнює  $14.6 \pm 0.3$  нм і для структурованих містків сягає  $13.2 \pm 0.3$  нм. Після порівняння  $\xi(0)$  з  $l$ , можна бачити, що незалежно від наноструктування всі зразки знаходяться у помірно “брудному” надпровідному режимі, оскільки  $l < \xi(0)$ . Таким чином, наноструктування не змінює якісно режим надпровідності у зразках, і для всіх зразків використовується наступний вираз для  $\xi(T)$  у “брудному” режимі [328]

$$\xi(T) = 0.855[\xi(0)l]^{1/2}[1 - T/T_c]^{-1/2}. \quad (6.3)$$

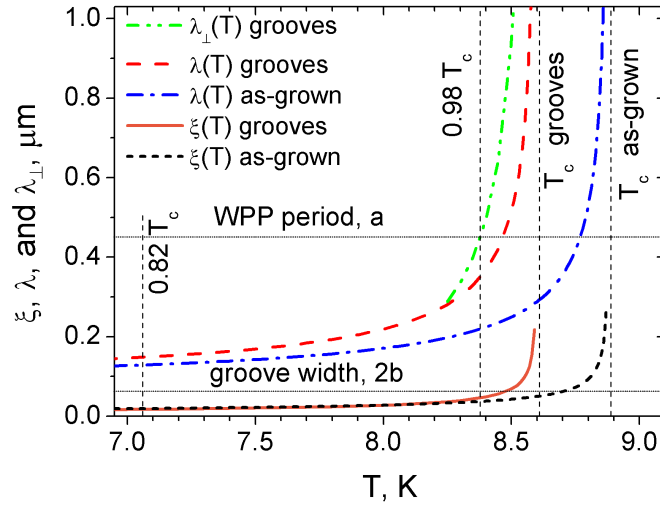


Рис. 6.6. Температурні залежності довжини когерентності за виразом (6.3) і глибини проникнення магнітного поля за виразами (6.4) і (6.5). Для неструктурованого і структурованого містків використовуються значення  $\lambda(0) = 100$  нм і 110 нм [326]. Горизонтальні лінії позначають два параметра наноструктури: ширину на половині глибини канавки  $2b = 64$  нм і період наноструктури  $a = 450$  нм.

Цю залежність побудовано на рис. 6.6, яка ілюструє, як дві найважливіші довжини надпровідності ( $\xi$  і  $\lambda$ ) змінюються з ростом температури. На цьому же графіку зазначено латеральні параметри наноструктури ( $a$  і  $2b$ ) горизонтальними лініями для порівняння. З графіка випливає, що значення  $2\xi(T)$  при температурі у діапазоні між  $0.9T_c$  і  $0.99T_c$  дуже близькі до повної ширини на половині глибини канавок  $2b$ . Це дозволяє зробити висновок, що вимоги до реалізації модельної системи за виразом (5.1) задовольняються.

Для повноти, значення глибини проникнення магнітного поля  $\lambda(0)$  для плівок ніобію з товщиною 52 нм може бути оцінено як 100 нм [326]. Температурна залежність  $\lambda(T)$  у дворідинному наближенні за виразом Гортера-Казіміра [328, 344] має вигляд

$$\lambda(T) = \lambda(0)[1 - (T/T_c)^4]^{1/2} \quad (6.4)$$

і дозволяє побудувати  $\lambda(T)$  на рис. 6.6. Як було показано Пірлом [345], у тонкій надпровідній плівці у перпендикулярних полях його проникнення контролюється не  $\lambda$ , а ефективною  $\lambda_{\perp} \approx \lambda_{\text{eff}}^2/d \gg \lambda$ , для якої поблизу  $T_c$  [328]

$$\lambda_{\perp}(T) = \lambda_L^2(T)[1 + 0.75\xi(0)/l]/d. \quad (6.5)$$

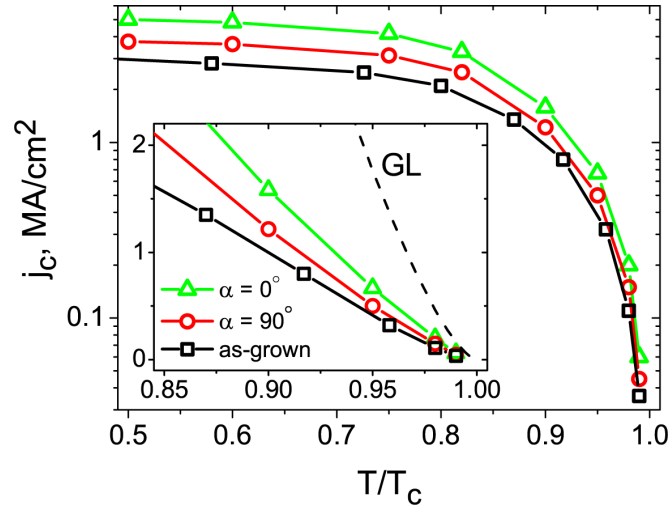


Рис. 6.7. Температурна залежність густини критичного струму  $j_c(T)$  для плівки без наноструктури і двох плівок з наноструктурами. На вставці зображено температурний діапазон  $0.85 < t < 1$ , у якому густину критичного струму Гінзбурга-Ландау зображено пунктиром.

Після підстановки 39 нм [326, 346] для лондонівської глибини проникнення  $\lambda_L(0)$ , температурну залежність  $\lambda_{\perp}(T)$  зображено на рис. 6.6. З графіка випливає, що при  $T < 0.97T_c$  значення  $\lambda(T)$  задовольняє умові (5.1).

### 6.2.3. Анізотропія критичного струму і поля збігу

Важливою характеристикою зразка є значення критичного струму  $j_c$ . Для експериментального визначення  $j_c$  прийнято застосовувати певний критерій напруженості електричного поля у зразку [220, 343, 347], який у даному випадку визначено як 0.1 мкВ/см. Зменшення цього критерію лише незначно впливає на результати, а зашумленість даних стає більш сильною. Значення  $j_c$  визначалися із звичайних ВАХів у режимі завданого постійного струму для ряду температур. На рис. 6.7 експериментальні дані порівнюються із значеннями струму розпарювання Гінзбурга-Ландау [348]

$$j_c^{GL}(T) = j_c^{GL}(0)(1 - t^2)^{3/2}(1 + t^2)^{1/2}, \quad (6.6)$$

де  $j_c^{GL}(0) = 4.53(k_B T_c)^{3/2} / (q\rho\sqrt{D\hbar})$  — критичний струм при  $T = 0$ , а  $t = T/T_c$  — зведена температура. З експериментальних даних  $\rho_{10K}$  і розрахованої вище константи дифузії електронів  $D$  можна оцінити  $j_c^{GL}(0) \simeq 45$  МА/см<sup>2</sup> для всіх зразків. Експеримен-

тальні криві  $j_c(t)$  демонструють на порядок менші значення. Це завдяки вихорам, які завжди присутні у плівках навіть при номінально нульових полях і рух яких призводить до дисипації. Тільки у випадку, коли нема вихорів або якщо вони ідеально запініговані, значення критичного струму, що вимірюється, може сягати значень струму Гінзбурга-Ландау. Згідно з критерієм Ліхарева [349], для повного уникнення вихорів у надпровідному зразку його ширина  $W$  повинна бути меншою, ніж  $4.4\xi(T)$ . Як наслідок, струм розпарювання Гінзбурга-Ландау може експериментально досягатися у плівках ніобію з шириною до сотні нанометрів [350]. У даному експерименті умова  $W < 4.4\xi(T)$  ( $W = 30$  мкм) задовольняється тільки у вузькому діапазоні поблизу  $T_c$ , що й пояснює залежності на рис. 6.7. Для подальших результатів важливо, що подалі від  $T_c$ ,  $j_c(0.99T_c) \simeq 50$  КА/см<sup>2</sup>. Отже, значення  $j = 0.7$  і  $6.4$  КА/см<sup>2</sup>, які застосовувалися у резистивних вимірюваннях, значно менші, ніж  $j_c$ . Таким чином, експерименти, які будуть обговорюватися у подальшому, проводилися у режимі слабкого струму, що дозволило провести арреніусівський аналіз залежностей  $\rho(T)$  для визначення енергій активації пінінгу.

Тепер обговоримо польові і кутові залежності критичного струму. Залежність  $j_c(B)$  для неструктурованого містка зображена на рис. 6.8. Крива  $j_c(B)$  є спадною функцією магнітного поля  $B$  з крутим спадом при малих полях, майже лінійною залежністю при полях від 3 до 24 мТ і виходом на нуль при більших полях. Крутий спад  $j_c(B)$  при  $0 \div 1$  мТ пов'язаний з дуже малим значенням першого критичного поля  $B_{c1}(T)$  і проникненням абрикосівських вихорів у зразок. Криві  $j_c(B)$  для містків з канавками відрізняються суттєво від кривих для містку без канавок. Навіть у випадку, коли транспортний струм тече поперек канавок ( $\alpha = 90^\circ$ ) і канавки не впливають на рух вихорів вздовж них, значення критичного струму зростає в 1.3 рази у порівнянні з неструктурованим містком при полях до 15 мТ і спадає до кривої  $j_c(B)$  містка без наноструктури при полях вище 15 мТ. Це означає, що в містку без наноструктури пінінг менш інтенсивний, ніж у наноструктурованому. Дві особливості з'являються у залежності  $j_c(B)$  при зменшенні  $\alpha$  від  $90^\circ$  до  $0^\circ$ . Перша полягає у тому, що  $j_c$  сягає більших значень у нульовому полі, так що співвідношення



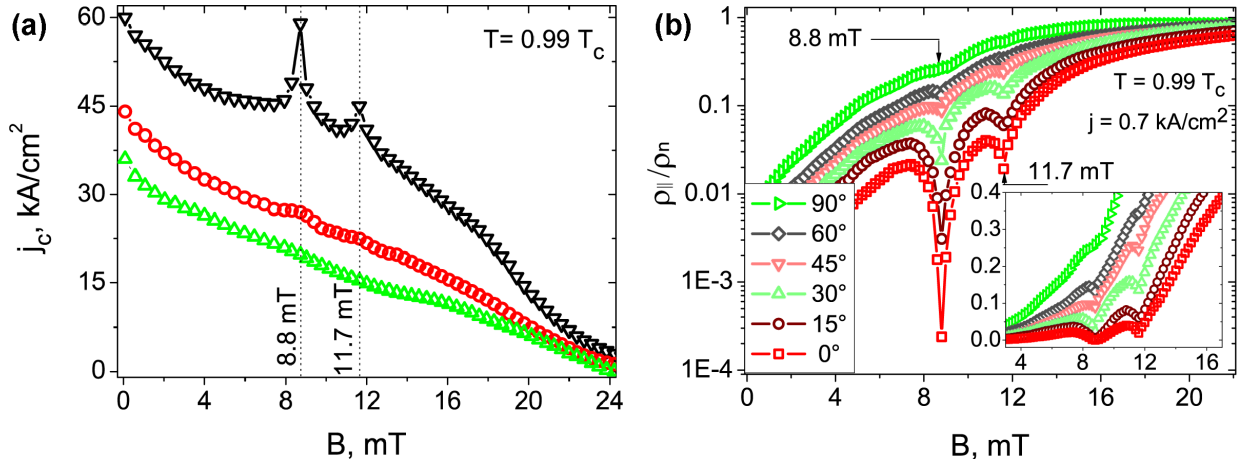


Рис. 6.8. (а) Залежність критичного струму від магнітного поля  $j_c(B)$  для плівки без наноструктури ( $\Delta$ ) і двох плівок з наноструктурами з  $\alpha = 0^\circ$  ( $\nabla$ ) і  $\alpha = 90^\circ$  ( $\circ$ ). Два поля збігів показані вертикальними лініями. (б) Залежність  $\rho_{\parallel}(B)$  від магнітного поля при  $0.99T_c$  для густини струму  $j = 0.7 \text{ kA/cm}^2$  і ряду  $\alpha$ . На вставці зображено залежність  $\rho_{\parallel}(B)$  у лінійному масштабі.

$j_c(0^\circ)/j_c(90^\circ)$  зростає до 1.36. Друга міститься у появі двох максимумів при полях 8.8 мТ і 11.7 мТ. Величина піку максимальна, коли  $\alpha = 0^\circ$ , так що  $j_c(0^\circ, 8.8 \text{ мТ})$  майже дорівнює  $j_c(0^\circ, 0)$ . Максимум при 8.8 мТ є більш вираженим, ніж максимум при 11.7 мТ. Для трикутної решітки вихорів з параметром  $a_{\Delta} = (2\Phi_0/B\sqrt{3})^{1/2}$  піки відповідають параметру  $a_{\Delta} = 520 \text{ нм}$  і  $450 \text{ нм}$  відповідно. З урахуванням геометричних співвідношень  $a_{\Delta} = 2a/\sqrt{3}$  і  $a_{\Delta} = a$  впорядкування вихорів (див. далі вставки на рис. 6.10) відповідають модуляції пінінгу з періодом  $a = 451 \pm 3 \text{ нм}$ , що співпадає з періодом наноструктури  $a = 450 \pm 2 \text{ нм}$ , який було виявлено в атомно-силовому мікроскопі.

Для повноти розглянемо також польові залежності  $\rho(B)$  для містків з наноструктурами при малому постійному струмі  $0.7 \text{ kA/cm}^2$  і  $T = 0.99T_c$  на рис. 6.8(b). Всі криві  $\rho(B)$  являють собою нелінійні зростаючі функції магнітного поля і виходять на значення питомого опору у нормальному стані при 35 мТ. При зменшенні кута  $\alpha$  з  $90^\circ$  до  $0^\circ$  з'являються два мінімуми. При 8.8 мТ відбувається послаблення опору за величиною на два порядки, тоді як зменшення опору при 11.7 мТ сягає близько половини. Розглядаючи конфігурації вихрової решітки при цих магнітних полях, фундаментальний геометричний збіг положень вихорів з пінінг-наноструктурою відбу-

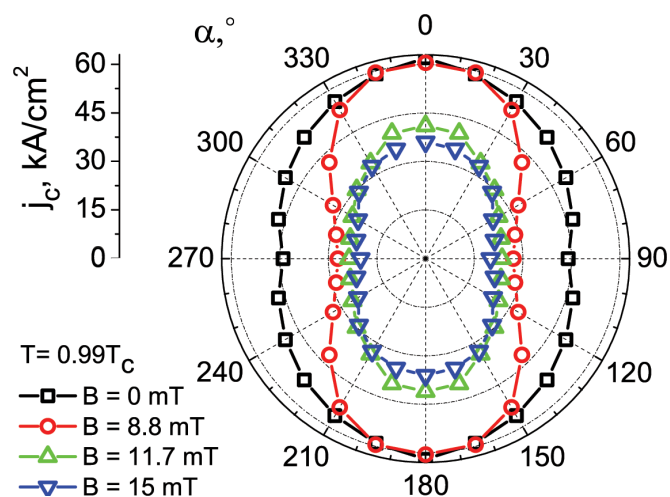


Рис. 6.9. Полярна діаграма густини критичного струму  $j_c(\alpha)$  при  $T = 0.99T_c$  для ряду полів. Криві  $j_c(\alpha)$  побудовані зображенням оригінальних експериментальних даних для першого квадранту в усіх квадрантах.

вається при 8.8 мТ, а поле 11.7 мТ відповідає ситуації, коли половина вихорів зацінговані канавками, а інша половина — поміж ними. Ці особливості впорядкування вихорів відносно періодичної наноструктури дозволяють проаналізувати інтенсивність пінінгу в її різних частинах, яке обговорюється у наступній главі.

В якості узагальнення результатів, полярна діаграма критичного струму  $j_c(\alpha)$  зображена на рис. 6.9 для трьох значень магнітного поля 8.8, 11.7 і 15 мТ. Можна бачити найбільш виражену різницю між критичними струмами  $j_c(0^\circ)/j_c(90^\circ) \approx 2.1$  у випадку фундаментального поля збігу 8.8 мТ. Ця різниця зменшується при збільшенні кількості вихорів, які знаходяться між канавками (криві при 11.7 і 15 мТ). Зазначимо, що загальний вигляд кривих  $j_c(\alpha)$  при 8.8 мТ добре відповідає залежності, завбаченій теоретично у рамках моделі ізотропного та анізотропного пінінгу, які конкурують [160].

### 6.3. Аналіз інтенсивності пінінгу у різних частинах зразка

#### 6.3.1. Направлений рух вихорів з регульованою інтенсивністю

В експерименті, результати якого обговорюються у цій главі, досліджувався направлений рух вихорів (гайдінг) у містках з сімома різними кутами  $\alpha$ , під яким були

орієнтовані фрезовані канавки відносно напрямку транспортного струму. Експеримент проводився у режимі слабкого струму з густинами  $6.4 \text{ KA/cm}^2$  і  $0.7 \text{ KA/cm}^2$  у діапазоні температур  $7.06 - 8.61 \text{ K}$  ( $0.82T_c - T_c$ ) і магнітних полях  $B = 8.8, 11.7$  і  $15 \text{ мТ}$ , значно менших, ніж  $B_{c2}(T, j)$ .

Для трикутної вихрової решітки значення полів були обрані за результатами вимірювань, які показані на рис. 6.8, так що вихори впорядковані різним чином відносно періодичної наноструктури і відповідають трьом якісно різним випадкам, а саме: поле  $B_a = 8.8 \text{ мТ}$  відповідає фундаментальному збігу положень вихорів відносно канавок наноструктури, тобто коли усі вихори запінінговані на дні канавок і нема “зайвих” вихорів між канавками. Поле  $B_b = 11.7 \text{ мТ}$  являє собою поле часткового збігу, коли половина від загальної кількості вихорів знаходиться між канавками, а інша половина запінінгована на дні канавок. Нарешті, поле  $B_c = 15 \text{ мТ}$  обрано як поле, при якому переважна кількість (з відношенням близько шести до одного) вихорів запінінговані між канавками. Схематично ці впорядкування показані на вставках до рис. 6.10.

Залежності  $\rho_{\parallel}^+(T)$  для різних  $\alpha$  і  $B$  відрізняються істотно. Криві на рис. 6.10(а-с) демонструють систематичну поведінку за  $\alpha$ . У граничному випадку, коли вихори рухаються вздовж канавок, тобто при  $\alpha = 90^\circ$ , вихорі зазнають дію тільки ізотропного пінінгу завдяки структурній неідеальності плівки. Оскільки анізотропний пінінг не може впливати на рух вихорів у цьому випадку, спостерігається ненульовий резистивний “хвіст”. В іншому граничному випадку, коли канавки ефективно пінінують вихори, бездисипативний стан зберігається до більш високих температур. З подальшим збільшенням температури вихори зриваються з канавок і тому перехід у надпровідний стан стає більш різким. Для проміжних кутів  $\alpha$  по мірі зростання температури рух вихорів змінює свій характер послідовно від термоактивованого руху до в’язкої течії потоку відносно як ізотропного, так і анізотропного пінінгу. При збільшенні значення магнітного поля перехід розмивається. Для оцінки параметрів ізотропного та анізотропного пінінгу нижче проводиться ареніусівський аналіз температурної залежності  $\rho_{\parallel}^+(T)$ .

### 6.3.2. Ареніусівський аналіз кривих $\rho(T)$ і механізми пінінгу

Добре відомо [105, 351, 352], що у режимі малої густини струму рух вихорів у потенціалі пінінгу має термоактивований характер. Відповідно, ареніусівський аналіз можна застосувати до температурних залежностей поздовжньої парної компоненти магнітоопору  $\rho_{\parallel}^{+}$  для визначення енергії активації руху вихорів у присутності бар'єрів ППП. Ареніусівський аналіз базується на припущенні, що опір зразка при слабких транспортних струмах можна описати за допомогою ареніусівського закону

$$\rho = \rho_0 \exp \frac{-U_{\text{eff}}}{k_B T}, \quad (6.7)$$

де  $\rho_0$  — константа і  $U_{\text{eff}}$  — ефективна енергія активації. Якщо побудувати  $\ln \rho$  як функцію оберненої температури  $T^{-1}$  і ці криві може бути апроксимовано прямою, що вже є ознакою термоактивованого режиму, то нахил лінійної частини ареніусівського графіку визначає енергію активації  $U_{\text{eff}}$ . Ареніусівські графіки зображено на рис. 6.10 (d-f) поруч з енергіями активації, визначеними для кожного значення  $\alpha$ . З ареніусівських графіків можна бачити, що анізотропія пінінгу має несумірно більшу роль, ніж анізотропія опору зразка у нормальному стані. Можна бачити, що криві майже співпадають у лівій частині ареніусівських графіків, які відповідають нормальному стану, тоді як у надпровідному стані їх поведінка сильно залежить від напрямку канавок відносно напрямку транспортного струму.

Головні результати ареніусівського аналізу можуть бути викладені наступним чином. Використовується стохастична модель динаміки вихорів в умовах конкуренції ізотропного та анізотропного пінінгу [160]. У режимі слабого струму для обох потенціалів використовуються наступна модельна функція:

$$v(T, F) = \exp \frac{-\theta U_{\text{eff}}}{k_B T}, \quad (6.8)$$

де  $\theta = 1 - T/T_c$  — зведене відхилення від критичної температури. Ефективний потенціал пінінгу визначається як  $U_{\text{eff}} = U_0 - Fb$  з глибиною ями  $U_0$  і шириною ями  $b$ , а також зовнішньою силою  $F$ , яка діє на вихор. У загальному випадку обидві модельні функції  $v_i$  і  $v_a$ , які мають фізичне значення ймовірності долання бар'єрів потенціалів пінінгу, можуть бути представлені виразом (6.8) з різними параметрами  $U_{0i}$ ,  $U_{0a}$ ,

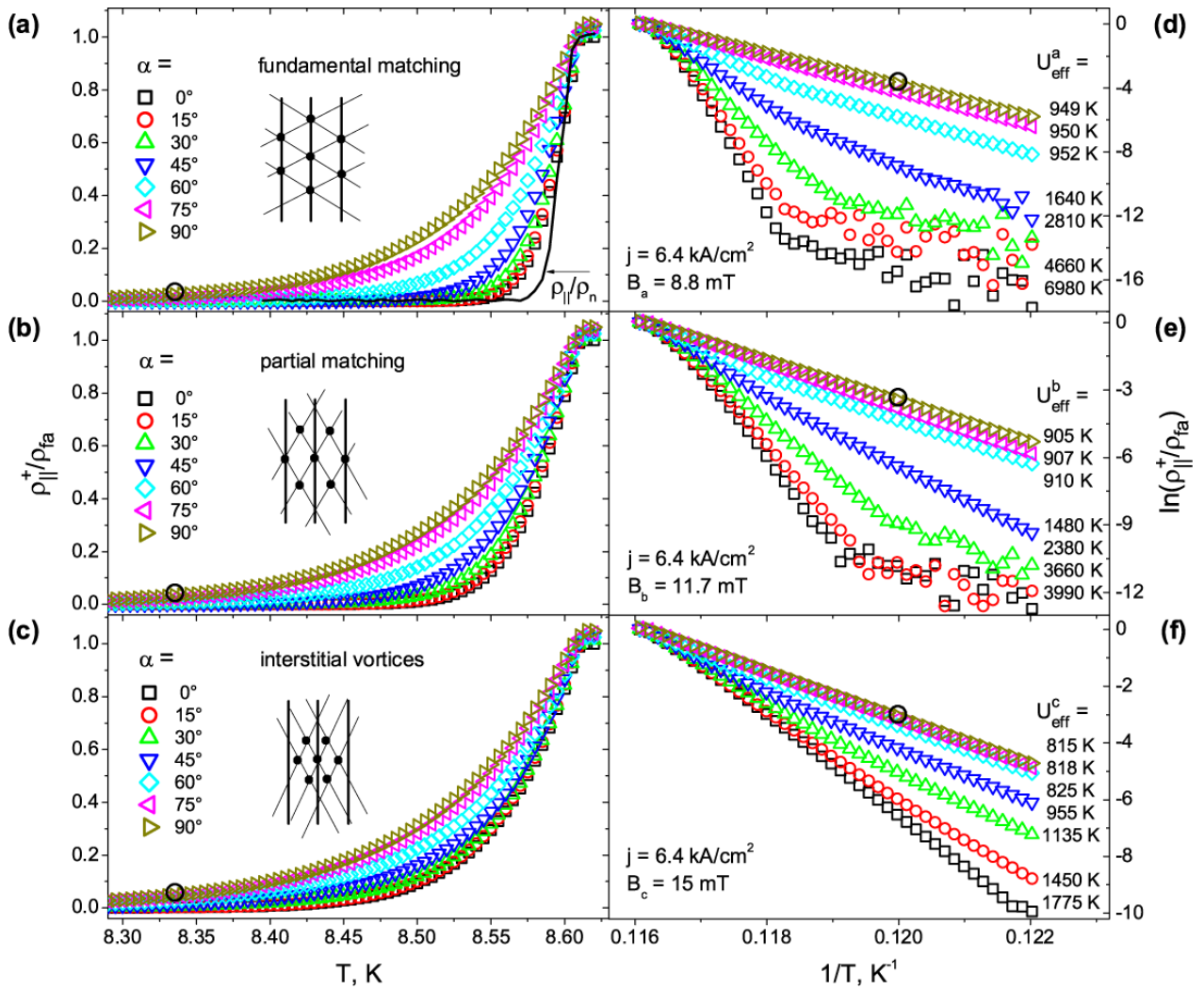


Рис. 6.10. Температурні залежності парної поздовжньої компоненти опору  $\rho_{||}^+(T)$  для різних напрямків канавок відносно напрямку транспортного струму. Дані одержані для наступних магнітних полів: (a) Поле  $B_a = 8.8$  мТ відповідає фундаментальній конфігурації збігу. (b)  $B_b = 11.7$  мТ є частковим полем збігу. (c)  $B_c = 15$  мТ є характерним для переважної кількості вихорів між канавками. Усі криві (а-с) зведені до питомого опору течії потоку  $\rho_{fa} = \rho_n B_a / B_c^2(T)$  для простоти порівняння. Криву у нульовому полі для  $\alpha = 0^\circ$  нормовано на  $\rho_n$  у (а) і зображено суцільною лінією для порівняння. Конфігурації вихрової решітки зображено схематично на відповідних вставках. (d-f) Ареніусівські графіки  $\ln[\rho_{||}^+ / \rho_{fa}](1/T)$  з визначеними енергіями активації  $U_{\text{eff}}$ . Чорні кола позначають температурну точку у лінійних частинах ареніусівських графіків для розрахунку  $U_{\text{eff}}^0$  у тексті.

$b_i$  і  $b_a$  і змінними  $F_i$  і  $F_a$ . Індекси  $i$  і  $a$  зазначають тип пінінгу (ізотропний або анізотропний), до якого належать фізичні величини.

У роботі [155] було показано, що значення  $Fb_i$  і глибини ізотропного ППП  $U_{0i}$  можна визначити з даних для двох достатньо великих  $\alpha$  при низьких температурах з наступної системи рівнянь:

$$\begin{cases} Fb_i = [U_{\text{eff}}(\alpha_1) - U_{\text{eff}}(\alpha_2)] / [\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1], \\ U_{0i} = [U_{\text{eff}}(\alpha_1) \sin \alpha_2 - U_{\text{eff}}(\alpha_2) \sin \alpha_1] / [\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1]. \end{cases} \quad (6.9)$$

Для визначеності, розглянемо ареніусівські графіки на рис. 6.10(d) для  $B_a = 8.8$  мТ. Для двох різних кутів  $\alpha_1 = 90^\circ$  і  $\alpha_2 = 60^\circ$  відповідні значення  $U_{\text{eff}}^a(90^\circ)$  зазначено на рис. 6.10(d) як 949 К і  $U_{\text{eff}}^a(60^\circ) = 952$  К. Тоді з рівняння (6.9) отримуємо  $Fb_i^g \approx 22$  К. Тут і у подальшому індекс “g” позначає значення, які мають відношення до ізотропного пінінгу на дні канавок. Сила Лоренца, яка діє на вихор, визначається за стандартним виразом  $F = (\Phi_0/c)jl_g$ , де  $j = 6.4$  КА/см<sup>2</sup> густина транспортного струму. Оскільки  $B_a = 8.8$  мТ, то початкове положення вихорів співпадає з каналами ППП, тому  $l_g \approx 0.85d$  відповідає довжині вихора з урахуванням товщини плівки у місці канавок. Відповідно,  $b_i^g \approx 50$  нм. З рівняння (6.9) інтенсивність ізотропного пінінгу на дні канавок складає  $U_{0i}^g \approx 970$  К. Для густини транспортного струму  $j = 0.7$  КА/см<sup>2</sup> отримане значення співпадає з щойно отриманим у межах 7%. Найважливіші остаточні результати розрахунків наведені у таблиці 6.3.

Для визначення параметрів анізотропного пінінгу припускається, що його подвійна ширина  $2b_a$  дорівнює періоду наноструктури, тобто  $b_a = 225$  нм. Таким чином, добуток  $Fb_a$  можна оцінити близько 100 К. Той факт, що обидва добутки  $Fb_i^g$  і  $Fb_a$  набагато менші, ніж енергії активації  $U_{\text{eff}}$  у таблиці 6.3, підкреслює, що експеримент дійсно проводився у режимі слабкого транспортного струму. Для визначення глибини потенціальної ями  $U_{0a}$  розглядається ареніусівський графік для  $\alpha = 0^\circ$ . Як було показано у роботі [155] у цьому випадку  $U_{\text{eff}}^a \approx U_{0a} + U_{0i}^g$ . Таким чином, остаточно  $U_{0a} \approx 6010$  К.

Щойно проведений аналіз не можна провести для залежностей  $\rho_{\parallel}^+(T)$  при 11.7 мТ і 15 мТ. У цих випадках треба враховувати кількість вихорів, які запінінговані на дні канавок і між канавками, різницю у довжинах вихорів, а також різницю у рушійних силах. Кількісний розрахунок параметрів пінінгу у цьому випадку являє собою ду-

Наностр. містки	Фундамент. збіг $B_a = 8.8$ мТ	Частковий збіг $B_b = 11.7$ мТ	Проміжні вихори $B_c = 15$ мТ	Розраховані параметри потенціалів пінінгу	
				анізотропний пінінг	$U_{0a} \approx 6010$ К $b_a = 225$ нм
$\alpha, ^\circ$	$U_{\text{eff}}^a, \text{К}$	$U_{\text{eff}}^b, \text{К}$	$U_{\text{eff}}^c, \text{К}$	ізотропний пінінг на дні канавок	$U_{0i}^g \approx 970$ К $b_i^g \approx 50$ нм
0	6980	3990	1775	ізотропний пінінг між канавками	$U_{0i}^0 \approx 830$ К $b_i^0 70$ нм
15	4660	3660	1450		
30	2810	2380	1135		
45	1640	1480	955		
60	952	910	825	ізотропний пінінг у неструктур. містку	$U_{0i}^{\text{ref}} \approx 760$ К $b_i^{\text{ref}} \approx 100$ нм
75	950	907	818		
90	949	905	815		
Неструкт. місток	753	750	747		

Таблиця 6.3. Панель зліва: Енергії активації  $U_{\text{eff}}$  у містках з наноструктурами під різними кутами  $\alpha$  відносно напрямку транспортного струму, а також у містку без наноструктури. Значення відповідають ареніусівським графікам на рис. 6.10 і 6.11 відповідно. Поняття “фундаментальний збіг”, “частковий збіг” і “проміжні вихори” відносяться тільки до містків з наноструктурами. Панель справа: розраховані ширина  $b$  і глибина  $U_0$  потенціалів пінінгу. Параметри ізотропного пінінгу розраховано як для дна канавок, так і між ними.

же складну задачу. Найважливіші труднощі обговорюються, зокрема, у роботі [353] і пов’язані з можливим співіснування рухомих вихрових доменів з різною кореляційною довжиною у вихровій решітці, які залежать від відносної інтенсивності ізотропного та анізотропного пінінгу, рушійної сили і міжвихорової взаємодії. Проте, можна провести якісний аналіз ареніусівських графіків на рис. 6.10(b,c) для  $\alpha = 90^\circ$ , тобто коли вихори зазнають тільки вплив ізотропного пінінгу. У спрощеному аналізі нехтується міжвихоровою взаємодією, можливою відмінністю вихрової в’язкості при русі вихорів на дні канавок і між канавок, а також можливою різницею надпровідних властивостей у різних регіонах наноструктури. У подальшому, індекс “0” використовується для значень, які відносяться до руху вихорів між канавками. Для питомого опору тоді можна записати:

$$\rho_{\parallel}^+(T) \equiv \rho_f v(T) = [\rho_{fg} n_g v_g(T) l_g / d + \rho_{f0} n_0 v_0(T)], \quad (6.10)$$

де  $n_g$  і  $n_0$  — відносні частка вихорів, які у початковому стані знаходяться на дні канавок і між канавками відповідно. Питомий опір течії потоку визначається як  $\rho_{fg} =$

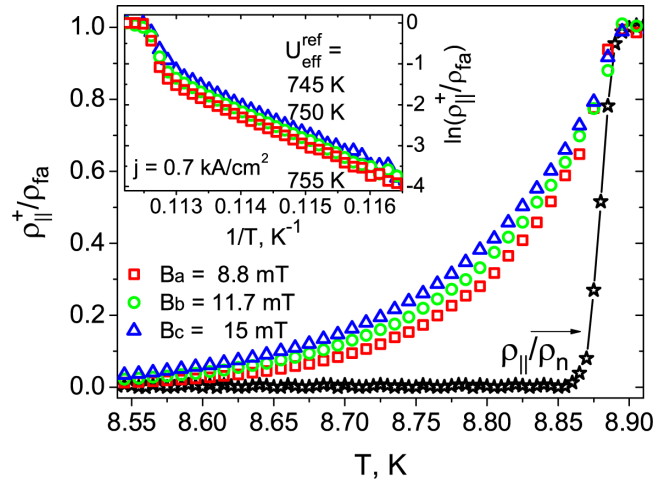


Рис. 6.11. Температурна залежність поздовжньої парної компоненти питомого опору  $\rho_{||}^+(T)$  у містку без наноструктури для ряду значень магнітних полів і густині транспортного струму  $j = 0.7 \text{ kA/cm}^2$ . Криву  $\rho_{||}^+(T)$  у нульовому магнітному полі зображено для порівняння. На вставці: арреніусівські графіки  $\ln[\rho_{||}^+/\rho_{fa}](1/T)$  з енергіями активації  $U_{\text{eff}}$ .

$B_g \Phi_0 / \eta_g c^2$  і  $\rho_{f0} = B_0 \Phi_0 / \eta_0 c^2$ . У подальшому використовується, що  $B_g = B_0$ , і припускається, що  $\eta_g = \eta_0$ . У рівнянні (6.10)  $l_g \approx 0.85d$  позначає товщину плівки на дні канавки.

На лінійній частині ареніусівських графіків 6.10(d-f) виберемо температурну точку, наприклад,  $1/T = 0.12 \text{ K}^{-1}$  ( $T = 8.333 \text{ K}$ ). З експериментальних даних на рис. 6.10(b) для  $B_b = 11.7 \text{ mT}$  отримуємо  $v_b = 0.038$ . Після підстановки  $n_g = n_0 = 0.5$  у рівняння (6.10) енергія активації пінінгу для проміжних вихорів дорівнює  $U_{\text{eff}}^0 \approx 800 \text{ K}$ . Для  $B_c = 15 \text{ mT}$  відповідна частка вихорів є  $n_g = 0.15$ ,  $n_0 = 0.85$  і  $v_c = 0.047$  на рис. 6.10(f). Дуже близькі значення  $U_{\text{eff}}^0 \approx 805 \text{ K}$  можна одержати для ізотропного пінінгу між канавками. Після підстановки інших значень  $v_b$  і  $v_c$  для ряду температур між  $7 \text{ K}$  і  $8.4 \text{ K}$  (не показано) можна отримати  $U_{\text{eff}}^0 \approx 800 \text{ K}$ . Треба зазначити, що  $U_{\text{eff}}^0$  для вихорів між канавками менш, ніж  $U_{\text{eff}}^c \approx 815 \text{ K}$  для повної вихрової системи на рис. 6.10(f), що є резонним. Інтенсивність ізотропного потенціалу  $U_{0i}$  зменшується від свого значення на дні канавок, де  $U_{0i}^g \approx 970 \text{ K}$ , до  $U_{0i}^0 \approx 830 \text{ K}$  між ними.

Для містка без наноструктури енергії активації пінінгу на рис. 6.11  $U_{\text{eff}}^{\text{ref}} \approx 750 \text{ K}$ . З урахуванням густини транспортного струму  $j = 0.7 \text{ kA/cm}^2$ , товщини плівки  $d = 52 \text{ nm}$  і ширини потенціалу  $b_i^{\text{ref}} \simeq 100 \text{ nm}$ , значення  $F b_i^{\text{ref}}$  може бути оцінено як  $\simeq 10 \text{ K}$ .



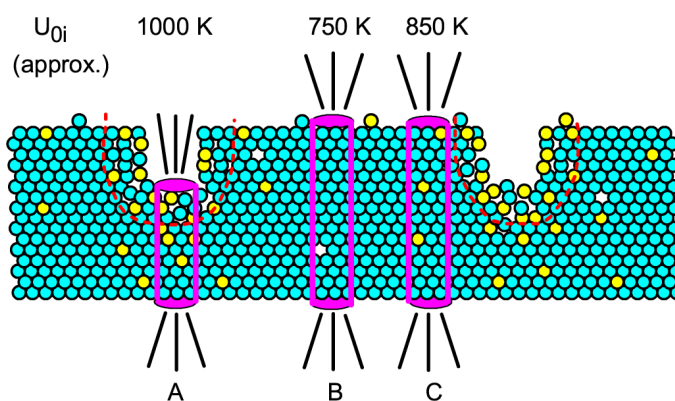


Рис. 6.12. Якісна картина: структурні особливості та інтенсивність пінінгу у плівках з наноканавками. Сині кружки позначають атоми ніобію, жовті — атоми галію, а прозорі кола — структурні дефекти. Рисками охоплено аморфні регіони ніобію. Циліндри позначають вихори, запінінговані у різних частинах зразка. Для вихора А, який знаходиться на дні канавки, канавка діє як сильний центр анізотропного пінінгу при усіх кутах  $\alpha \neq 90^\circ$ . При  $\alpha = 90^\circ$  вона відзначається дещо сильнішим пінінгом, ніж ізотропний пінінг між канавками, який зазнає вихор В. Вихор зазнає підсилений ізотропний пінінг завдяки атомам галію, які зупинилися у плівці у ході виготовлення наноструктури. Усі енергії активації пінінгу зазначені наближено.

Відповідно, для цього містка  $U_{0i}^{\text{ref}} \simeq 760$  К. Треба зазначити, що  $b_i^g$  у містку з наноструктурою у два рази менш, ніж  $b_i^{\text{ref}}$ . Як наслідок, некорельовані дефекти у містку без наноструктури є менш пінінг-активними.

Нарешті, в якості остаточного узагальнення результатів щойно проведеного аналізу можна побудувати наступну фізичну картину інтенсивності пінінгу і його механізмів у плівках з наноканавками, як зображено на рис. 6.12. Анізотропний пінінг, який створюється канавками, у зразках дуже сильний і пояснити це можна декількома механізмами, які мають сукупний ефект. По-перше, це зменшення довжини вихора при його пінінгу на дні канавки. По-друге, це присутність галію, який залишився у плівці, генерація вакансій та аморфізація ніобію — все це пригнічує надпровідний параметр порядку. Нарешті, надпровідні властивості самої плівки при таких товщинах пригнічуються при зменшенні її товщини.

## 6.4. Висновки до розділу 6

За результатами розділу можна зробити наступні висновки:

- Вперше досліджено направлений рух (гайдінг) вихорів у надпровідних плівках ніобію з періодичними пінінг-наноструктурами у формі наноканавок, фрезерованих фокусованим пучком іонів. Виявлено два значення магнітного поля (поля збігу), при яких впорядкування вихорів геометрично збігається з положеннями канавок наноструктури. Підсилення ефективного пінінгу у таких конфігураціях призводить до істотного послаблення дисипації. Спостережено контрольований гайдінг вихорів, інтенсивність якого визначається умовами геометричного збігу між вихровою решіткою і наноструктурою.
- Вперше використано вихори як “зонди, що рухаються” для визначення інтенсивності пінінгу у різних регіонах зразка у термінах енергії активації за допомогою ареніусівського аналізу температурних залежностей електричного опору плівок для ряду кутів між напрямком канавок і транспортного струму для ряду магнітних полів. Досліджено елементний аналіз плівок за допомогою енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії і побудовано якісну картину інтенсивності пінінгу у кореляції з особливостями структури та елементного складу зразка в його різних регіонах.
- Визначено параметри ізотропного та анізотропного пінінгу у різних частинах зразка. Анізотропний пінінг завдяки наноструктурі значно більш інтенсивний, ніж ізотропний пінінг у плівці завдяки дефектам кристалічної структури. Анізотропія опору у змішаному стані значно (на два порядки) більше, ніж анізотропія опору завдяки наноканавкам у нормальному стані.
- Застосування фокусованого пучка іонів для фрезування періодичних пінінг-наноструктур виявляється дуже потужною безмасковою технологією для керування динамікою абрикосівських вихорів у надпровідниках. З огляду на його переваги (час обробки, роздільна здатність, якість асиметричних структур) у порівнянні з обробкою поверхні фокусованим пучком електронів, пучок іонів застосовується для виготовлення зразків для високочастотних вимірювань.

## РОЗДІЛ 7

### ВПЛИВ ЗМІННОГО СТРУМУ НА РЕЗИСТИВНИЙ ВІДГУК ПЛІВОК НІОБІЮ З НАНОКАНАВКАМИ

Дослідженням динаміки вихорів при надвисоких частотах присвячено багато літератури [5, 136, 162, 212, 264, 266, 267, 354–359]. Водночас, ці роботи проводилися у присутності *виключно* змінного струму, що природно призводить до питання: до яких нових ефектів в електричному відгуці *надпровідників з наноструктурами* призводить суперпозиція постійного і високочастотного струмів? Чи можна спостерігати синхронізаційні ефекти (сходишки Шапіро [136, 354, 359, 360]) у *наноструктурованих* плівках, що свідчило би про когерентну динаміку вихорів? Відсутність експериментальних робіт дотепер можна пояснити, подекуди, типовими складностями, які виникають при плануванні високочастотного низькотемпературного експерименту, що пов'язані, здебільшого, з вимогами до криогенної вставки. По-перше, поруч зі стандартними проводами для термометрії вставка повинна бути устаткованою коаксіальними кабелями для передавання сигналів з частотою до декількох десятків ГГц. По-друге, вставка повинна підходити для вимірювань від кімнатної до гелієвих температур. По-третє, імпеданс зразка має бути узгодженим з імпедансом трасмісійної лінії. В-четвертих, оскільки вимірювання у змішаному стані передбачають наявність магнітного поля, простір, у якому можна розташувати зразок, є обмеженим діаметром отвору соленоїда. Водночас, чим тонші коаксіальні кабелі, тим більші втрати сигналу для даної частоти. Нарешті, не менш важливою вимогою є те, що термічні втрати завдяки трасмісійній лінії повинні бути мінімальними. Відповідно до зазначених вимог, у розділі представлено криогенну вставку, за допомогою якої проводилися комбіновані вимірювання електричної напруги і поглинання потужності у присутності постійного і змінного струмів. Доповідається спостереження сходинок Шапіро у ВАХ плівок з наноканавками, а також кросовер від адіабатичного до високочастотного режиму у динаміці вихорів. Результати розділу оприлюднені у журнальних статтях [42, 43] і матеріалах конференцій [66, 70].

## 7.1. Вставка для вимірювань при постійному і змінному струмі

### 7.1.1. Стисле порівняння вставки з системами, що існують

Технічним особливостям і аналізу електричних характеристик високочастотних кріогенних вставок і утримувачів зразків присвячено велику кількість робіт [162, 212, 266, 267, 361–366]. Зокрема, такі системи містять вставки для вимірювань при <sup>3</sup>He температурах [361, 363–365] і ряд багатоканальних утримувачів [162, 212, 363, 364]. Значну кількість робіт присвячено системам для експериментів у геометрії диска Корбіно (коли коаксіальний кабель під'єднується центральним контактом до середини диска-зразка, а зовнішнім — до його країв) [361, 362, 365–367], інші вимірювання передбачають застосування копланарних хвилеводів [266, 363, 364], у той час як описів вставок для комбінованих вимірювань напруги і поглинання потужності у частотному діапазоні до 20 ГГц при плануванні експерименту знайдено не було.

У подальшому викладаються основні риси власноруч спроектованої і зібраної шестиканальної вставки для низькотемпературних вимірювань поглинання потужності нерезонансним методом широкосмугової спектроскопії у присутності постійного струму. Вставка з успіхом комбінує кращі характеристики інших систем, які наведено у таблиці 7.1, і перевершує їх обмеження за певними параметрами. Зокрема, оскільки вставку було спеціально розроблено для досліджування динаміки абрикосівських вихорів у надпровідних тонких плівках, її характеристики було оптимізовано для задоволення наступних вимог: (i) Устаткування працює у температурному діапазоні від кімнатної температури до 1.8 K і магнітних полях до 14 T. (ii) Електричні властивості системи були протестовані у частотному діапазоні від постійного струму до 20 ГГц. (iii) Механічно, побудована вставка уміщується в  $\varnothing 32$  мм-отвір надпровідного соленоїда, тобто є дуже компактною у порівнянні з іншими багатоканальними вставками. (iv) Нарешті, представлена вставка підходить для вимірювань в інших геометріях експерименту (наприклад, для феромагнітного резонансу [368] і діелектричної спектроскопії) завдяки від'єднуваному утримувачу зразків на холодному кінці вставки.

Посилання	Верхня частота, ГГц	Температура	Геометрія	Кількість каналів
[212]	2	$^4\text{He} - \text{RT}$	мікросмужкова лінія	4
[162]	8	$\text{N}_2 - \text{RT}$	мікросмужкова лінія	4
[266]	8	$^4\text{He} - \text{RT}$	мікросмужкова лінія	2
[363]	12	$30 \text{ мК} \lesssim 0.1 \text{ К}$	мікросмужкова лінія	6
[364]	32	$20 \text{ мК} - 0.3 \text{ К}$	мікросмужкова лінія	4
[366]	10	$10 \text{ К} - \text{RT}$	диск Корбіно	1
[365]	16	$300 \text{ мК} - 6 \text{ К}$	диск Корбіно	1
[361]	20	$450 \text{ мК} - 2 \text{ К}$	диск Корбіно	1
[362]	20	$^4\text{He} - \text{RT}$	диск Корбіно	1
дана вставка	20	$1.8 \text{ К} - \text{RT}$	мікросмужкова лінія	6

Таблиця 7.1. Деякі характеристики високочастотної кріогенної вставки, яку було розроблено у даній роботі, у порівнянні з системами, які описані у літературі. Верхні частоти систем відповідають експериментальним даним, які доповідаються у відповідних роботах. “RT” позначає кімнатну температуру, “мікросмужкова лінія” позначає планарні трансмісійні лінії у їх різних модифікаціях (копланарний хвилевід тощо), “ $^4\text{He}$ ” і “ $\text{N}_2$ ” позначають температури зрідження гелію та азоту відповідно.

### 7.1.2. Механічна побудова і високочастотні характеристики

Експериментальне устаткування зображено на рис. 7.1. Воно складається з трьох наступних частин: (а) Стойку приладів розміщено якомога ближче до верху кріостату. Стандартні прилади для керування і контролю температури і магнітного поля на схемі не зображено. (b) Кріогенну вставку оснащено коаксіальними кабелями для передачі постійного і змінного струмів. (c) Від’єднуваний утримувач зразків, який зафіксовано на холодному кінці вставки, визначає геометрію експерименту. Розглянемо тепер кожну з частин вставки більш детально.

(а) Високочастотний сигнал генерується векторним аналізатором Agilent E5071C (VNA). VNA розміщено у стойці приборів якомога ближче до кріостату, щоб скоротити довжину трансмісійної лінії і мінімізувати втрати високочастотного сигналу. Два від’єднувані Т-мости для складання і розв’язування постійного і змінного струмів знаходяться безпосередньо у вихідного і вхідного портів VNA. VNA устатковано вимірювальним комплектом для частотного діапазону 300 КГц – 20 ГГц і максимальної вихідної потужності +10 дБм (10 мВт).

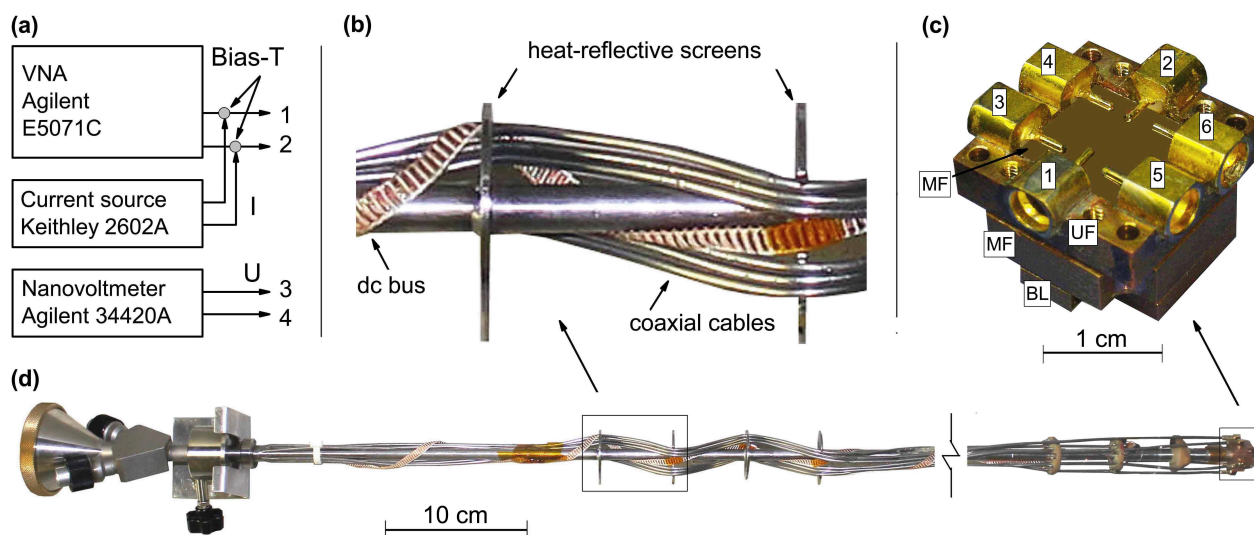


Рис. 7.1. Устаткування для комбінованих вимірювань на постійному і високочастотному струмі. (а) Прибори для забезпечення та аналізу постійного і високочастотного сигналів. (б) Шість коаксіальних кабелів і допоміжна шина (термометрія та інші сенсори) проходять поблизу термоекрану на вставці. (с) Від'єднуваний утримувач зразків без верхньої кришки. (д) Фотознімок повністю зібраної побудованої криогенної вставки.

(б) Криогенну вставку поміщено у кріостат з надпровідним соленоїдом, який дозволяє створювати магнітні поля до 14 Т. Для побудови вставки було застосовано прут ( $\varnothing 8$  мм) з нержавіючої сталі. Його частина, яка заходить в кріостат, має довжину 1.5 м і дозволяє розміщати зразок у геометричному центрі соленоїда. Для термометрії і допоміжних сенсорів шину тонких провідників обгорнено навколо пруту. Для збільшення ефективності охолодження на пруті було зафіксовано ряд термозахисних екранів. Для передачі високочастотного струму вставку устатковано 6 напівжорсткими коаксіальними кабелями (номінально сертифіковані до 60 ГГц) з діаметром зовнішнього провідника 2.2 мм. Зовнішній провідник вироблено з нержавіючої сталі, тоді як центральний — з мідно-берилієвого стопу. Номінальні втрати потужності у кабелях на частотах 1 ГГц і 10 ГГц складають 1.46 дБ/м і 4.79 дБ/м відповідно. На верхньому фланці вставки коаксіальні кабелі припаяні до вакуумних прохідних SMA конекторів, а знизу пруту вони під'єднуються до міні-SMP конекторів утримувача зразка. Повністю зібрана вставка, яку зображено на рис. 7.1(d), входить у  $\varnothing 32$  мм шахту кріостата.

(с) Від'єднаний утримувач зразка фіксується на холодному кінці вставки. Його розміри обмежуються діаметром отвору соленоїда. Утримувач складається з основної рами (MF), на яку монтується зразок, верхньої рами (UF), а також нижньої (BL) і верхньої кришок, див. рис. 7.1(с). Шість міні-SMP конекторів припаяні на верхню раму, яка має усередині квадратну площадку зі стороною 10.5 мм. Відповідно, утримувач дозволяє проводити вимірювання зі зразками з розмірами у межах  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ . Вільний об'єм усередині утримувача настільки малий, що порожнинні резонанси мають місце при частотах, які вище 20 ГГц. Оскільки подальші експерименти орієнтовані на вимірювання поглинання потужності та електричної напруги у геометрії мікросмужки, саме така геометрія буде у фокусі подальших глав. Водночас, в інших експериментах [368] з даною вставкою використовувалися копланарні хвилеводи, а також можливі подальші геометрії для вимірювань у діапазоні надвисоких частот. Незалежно від обраної геометрії, підкладку термічно і електрично під'єднано до основної рами. Чотири гвинта дозволяють фінно вирівняти основну раму відносно верхньої рами і, таким чином, притиснути піни SMA-конекторів до золотих контактних площадок на плівці. Таке регулювання рівня підкладки забезпечує надійний електричний контакт між зразком і конекторами при використанні підкладок різної товщини, типово між 0.1 мм і 1 мм. Температурний сенсор і аксіальний холлівський сенсор змонтовані всередині основної рами поблизу зразка. Холлівський сенсор використовується для вимірювання фактичного магнітного поля, оскільки для соленоїдів характерні залишкові поля, які треба враховувати для полів, у яких проводяться дані експерименти ( $\sim 10 \text{ мТ}$ ). Ніхромовий дріт нагрівача прокладено в окремій канавці навколо температурного і холлівського сенсорів. Нижня кришка захищає нагрівач і сенсори від небажаних механічних контактів. Масивний корпус утримувача являє собою одночасно радіатор, який забезпечує однорідність температури у конструкції протягом вимірювань. Окрім того, цей корпус електрично екранує зразок.

Після монтування зразка фіксують верхню кришку утримувача і всю конструкцію монтують на холодний кінець криогенної вставки. Слідом за цим під'єднують дроти для термометрії через конектор Фішера до допоміжної шини. На останньому кроці під'єднують шість коаксіальних кабелів до міні-SMP портів, перевіряють електричні контакти, і устаткування готове для вимірювань.

### 7.1.3. Узгодження імпедансу мікросмужки

Для з'ясування високочастотних властивостей вставки проводилися вимірювання з тестовим зразком. З плівки ніобію за допомогою звичайної фотолітографії було створено мікросмужкову лінію, розміри якої визначалися наступним чином.

Геометрію мікросмужки зображено на рис. 7.2. Товщина плівки  $d$  є набагато меншою, ніж товщина підкладки,  $d \ll H$ , і припускається за значенням у межах між 10 і 100 нм. У такому випадку імпеданс мікросмужки визначається за наступним виразом [369]:

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_e}} \ln \left[ \frac{8H}{W} + \frac{W}{4H} \right], \quad \frac{W}{H} \leq 1, \quad (7.1)$$

де ефективну діелектричну константу  $\epsilon_e$  визначають наближено за виразом [369]

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12H/W}}, \quad (7.2)$$

де  $W$  — ширина мікросмужки і  $\epsilon_r$  — відносна проникність матеріалу підкладки.

Подальші експерименти базуються на використанні плівок ніобію на сапфірових підкладках (11 $\bar{2}$ 0) для яких  $\epsilon_r$  близько 9.3. Відповідно, для виготовлення мікросмужки з імпедансом 50 Ом треба розв'язати варіаційну задачу, у якій технологічні “граничні умови” визначаються як особливостями методики виготовлення пінінг-наноструктур фрезуванням поверхні плівок фокусованим пучком іонів, так і наявністю сапфірових підкладок певної товщини. З одного боку, з точки зору виготовлення наноструктур, геометричні розміри мікросмужок повинні бути якомога малими. Це пов'язано з погіршенням роздільної здатності, яке має місце при зсуві профіль-макету наноструктури у скануючому мікроскопі під час фрезування канавок. Для мікроскопу, який застосовувався у даній роботі, такий ефект ставав істотним при фрезуванні наноструктур довше, ніж протягом двох годин. З іншого боку, підкладки мають бути товщі, ніж 0.1 мм, для необхідної механічної міцності і зручності роботи з ними. Резонні значення, до яких ми прийшли після виготовлення декількох тестових зразків, стали такими: товщина підкладки  $H = 150$  мкм і ширина мікросмужки  $W = 150$  мкм. Згідно з виразами (7.1) і (7.2) такі розміри мікросмужки призводять до ефективної діелектричної константи  $\epsilon_e = 6.3$  та імпедансу  $Z_0 \approx 50$  Ом.



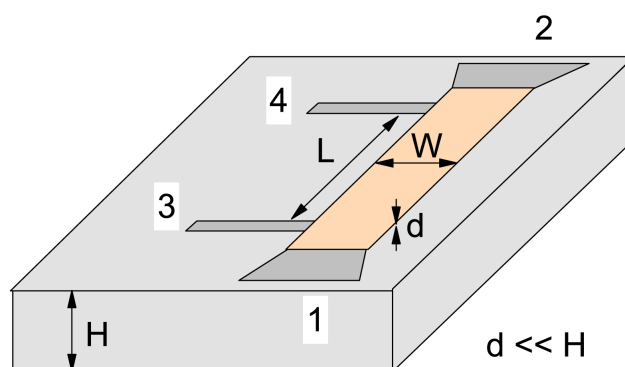


Рис. 7.2. Геометрія контактів у вимірюваннях з наносмушками ніобію. Деталі пояснюються у тексті.

## 7.2. Електричні характеристики кріогенної вставки

### 7.2.1. Надпровідні властивості наноструктурованої мікросмушки

Для виготовлення мікросмушки використовувалася епітаксіальна плівка ніобію (110) з товщиною 50 нм на сапфіровій підкладці (11 $\bar{2}$ 0). Напилювання відбувалося при наступних параметрах: температура підкладки 850°C, тиск аргону  $4 \times 10^{-3}$  мбар і швидкість напилювання  $\simeq 1$  нм/с. Після напилювання за допомогою стандартної фотолітографії з плівки було виготовлено мікросмужку з імпедансом 50 Ом, яка мала ширину  $W = 150$  мкм і довжину  $L = 500$  мкм.

На поверхні мікросмушки було профрезовано наноканавки фокусованим пучком іонів. У процесі фрезування параметри пучка іонів були 30 кВ/ 50 пА з часом затримки 1 мкс. Пінінг-наноструктура являє собою систему однонаправлених канавок з періодом  $a = 500$  нм, глибиною канавки 10 нм і повною шириною на половині глибини 80 нм. Канавки розташовані вздовж мікросмушки, тобто транспортний струм протікає паралельно до наноканавок. Канавки мають симетричний профіль і створюють потенціал пінінгу типу пральної дошки для вихорів у змішаному стані. Зображення наноструктури в атомно-силовому мікроскопі показано на вставці до рис. 7.3.

Зразок має відношення опорів при кімнатній температурі і 9 К,  $RRR = 7$ , і питомий опір  $\rho_{9\text{К}} = 16$  мкОмсм. Температура переходу у надпровідний стан  $T_c$ , яку визначали посередині надпровідного переходу, дорівнює 8.62 К і ширина переходу

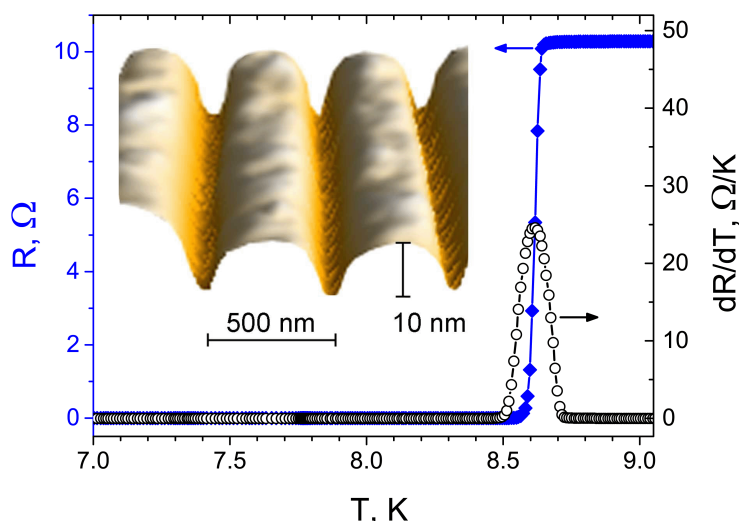


Рис. 7.3. Надпровідний перехід мікросмужки ніобію з симетричними канавками, фрезованими фокусованим пучком іонів. Вставка: Зображення поверхні мікросмужки в атомно-силовому мікроскопі.

$\Delta T_c = 0.14$  К, див. рис. 7.3. Плівка характеризується верхнім критичним полем при нулі температур  $H_{c2}(0) = 1.3$  Т, яке було отримано екстраполяванням залежності  $H_{c2}(T)$  до феноменологічного виразу  $H_{c2}(T) = H_{c2}(0)(1 - t^2)$  [328], де  $t = T/T_c$  — зведена температура.

### 7.2.2. Частотні залежності трансмісійних характеристик

Перше вимірювання з новою вставкою полягало у встановленні частотної залежності втрат високочастотного сигналу у кожному елементі трансмісійної лінії. Завданням при цьому було з'ясувати, чи вносить якась частина трансмісійної лінії неприпустимо високі втрати і паразитні резонанси. Вимірювання відбувалися наступним чином: сигнал генерувався векторним аналізатором спектру, і вимірювалися прямий і зворотний трансмісійні коефіцієнти  $S_{21}$  і  $S_{12}$  відповідно. Повсюди у тексті запис  $S_{ij}$  позначає не сам трансмісійний коефіцієнт (який є комплексною величиною), а його абсолютне значення. Так, коефіцієнт  $S_{ij}$  являє собою відношення (у дБ) потужності сигналу у порту  $j$  до потужності сигналу у порту  $i$ . Для визначеності, спочатку вимірювався коефіцієнт  $S_{21}$  для калібровочного стандарту 50 Ом, який підключали ітеративно між різними елементами трансмісійної лінії. На останньому

кроці стандарт підключали в якості тестового зразка для калібрування устаткування та охолоджували до 10 К. Частотні характеристики  $S_{21}(f)$  являють собою спадні функції і не мають раптових змін і модуляцій. Втрати потужності у трансмісійній лінії при 1 ГГц і 10 ГГц знаходяться у резонній згоді з сумою номінальних втрат в усіх індивідуальних елементах трансмісійної лінії, як зазначено виробниками кабелів, конекторів і адапторів тощо.

Заміна стандарту на утримувач з наноструктурованою плівкою у нормальному стані ( $T = 10$  К) призводить до додаткового загасання  $S_{21}(f)$  при частотах до 500 МГц на 0.3–3 дБ нижче кривої для стандарту 50 Ом, з якісно подібною формою. Частотну характеристику прямого трансмісійного коефіцієнту при 10 К зображено на рис. 7.4(a). Крива  $S_{21}(f)$  характеризується крутизною загасання – 1 дБ/октава і –4 дБ/октава у частотних діапазонах 1–100 МГц і 1–20 ГГц відповідно. Більша крутизна частотної характеристики при високих частотах пояснюється зрізом проходження високих частот у Т-мостах і збільшенням розладу імпедансів мікросмужки з трансмісійною лінією, як виявилось за допомогою діаграм Сміта для ряду частот на рис. 7.4(b). Для інтерпретації зменшення імпедансу можна застосувати модель [369, с. 150] для ефективної діелектричної константи  $\varepsilon_e(f)$ , яка залежить від частоти згідно виразу

$$\varepsilon_e(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_e}{1 + G(f)}, \quad (7.3)$$

де  $\varepsilon_e$  – ефективна діелектрична константа, яка визначається за рівнянням (7.2), і  $G(f)$  – є функція [370], яка має вигляд  $G(f) = g(f/f^*)^2$ , з  $g = 0.6 + 0.009 \cdot 50$  Ом і  $f^* = (50 \Omega / 8\pi)H$ , де  $f$  вимірюється у ГГц, а  $H$  – у сантиметрах. Після підстановки  $\varepsilon_e(f)$  за виразом (7.3) у рівняння (7.1) частотна залежність імпедансу  $Z_f$ , яку зображено на рис. 7.4(b), хоча кількісно відрізняється, в змозі якісно описати зменшення імпедансу, яке спостерігається при високих частотах. Розбіжність розрахованої і спостереженої залежностей  $Z_0(f)$  відноситься до залежних від частоти ефектів, які не враховуються моделлю, і більш складної реальної геометрії зразка. Зокрема, внески адмітанцу повинні походити від (i) регіонів мікросмужки під SMP-конекторами та (ii) її частин зі змінною шириною між SMP-конекторами і внутрішньою частиною  $150 \text{ мкм} \times 500 \text{ мкм}$  з наноструктурою.

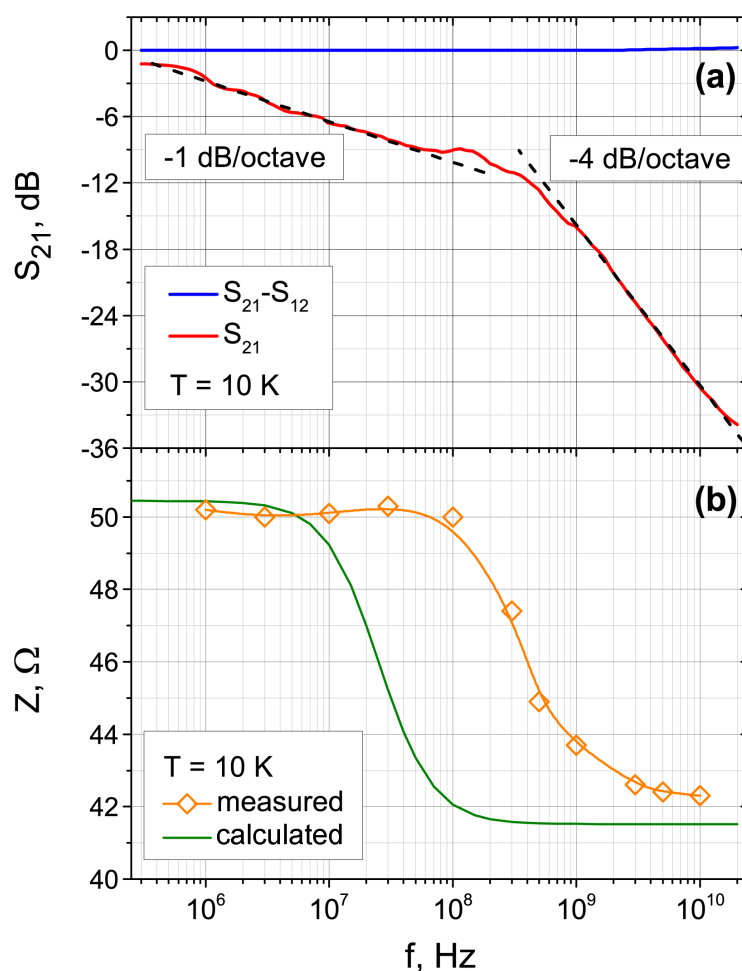


Рис. 7.4. Частотна залежність (а) прямого трансмісійного коефіцієнту  $S_{21}(f)$  і (б) імпедансу  $Z(f)$  криогенної вставки з наноструктурованою мікросмужкою ніобію при 10 К.

Диференціальний сигнал  $S_{21}(f) - S_{12}(f)$ , який зображено на рис. 7.4(а), дозволяє зробити висновок, що крива  $S_{12}(f)$  є реплікою кривої  $S_{21}(f)$ , у межах похибки 0.1 дБ у ході повторних вимірювань. Криві на рис. 7.4(а) мають однакову форму у всьому діапазоні потужностей високочастотного сигналу від  $-60$  дБм до  $+10$  дБм.

### 7.2.3. Температурні залежності трансмісійних характеристик

Найнижча температура, яку вдалося досягнути з новою криогенною вставкою, дорівнює 1.8 К, що на 0.4 К вище, ніж мінімальна температура, яка досягалася зі стандартною вставкою для вимірювань при постійному струмі. Коли стандарт 50 Ом був підключений у трансмісійну лінію в якості зразка, спостережені залежності  $S_{21}(T)$  при змінах температури від кімнатної до 1.8 К дозволили зберегти дані калібрува-

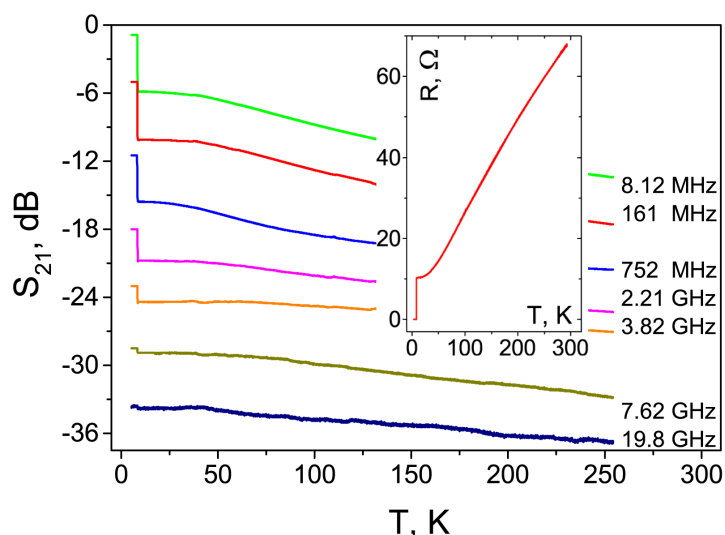


Рис. 7.5. Температурна залежність  $S_{21}(T)$  трансмісійної лінії з ніобієвою мікросмужкою для ряду частот. На вставці: Температурна залежність електричного опору тієї ж самої мікросмужки.

ння в аналізаторі і представити у подальшому температурні залежності  $S_{21}(T)$  для самої мікросмужки.

Криві  $S_{21}(T)$  для ряду частот при охолодженні плівки зображені на рис. 9.12. Комплементарні температурні залежності електричного опору показано на вставці на рис. 9.12. Можна бачити, що у радіочастотному діапазоні поведінка абсолютного значення  $S_{21}(T)$ , здебільшого, нагадує поведінку кривої  $R(T)$ , у той час як при декількох ГГц криві  $S_{12}(T)$  стають майже незалежними від температури і більш зашумленими. Це є ознакою меншого внеску мікросмужки до втрат високочастотного сигналу при високих частотах. Нижче  $T_c$  усі криві  $S_{21}(T)$  демонструють переходи до менш дисипативного стану; водночас такий перехід стає майже непомітним при частотах вище близько 5 ГГц.

Таким чином, побудовано і протестовано криогенну вставку для комбінованих вимірювань поглинання потужності та електричного опору у  $^4\text{He}$  криостаті. Устаткування працює у температурному діапазоні від 1.8 K до кімнатної температури і може застосовуватися у частотному діапазоні до 20 ГГц — верхньої частоти VNA. Для вимірювань, що обговорюються у подальшому, достатньо двох коаксіальних кабелів, а ще чотири високочастотні канали у вставці дозволяють майбутнє застосування вставки для багатоканальних експериментів.

### 7.3. Вплив змінного струму на резистивний відгук мікросмужок

#### 7.3.1. Вплив змінного струму на вольт-амперні характеристики

ВАХ мікросмужки у відсутності змінного струму при зведеній температурі  $t = 0.98$  і фундаментальному полі збігу  $H = 7.2$  мТ зображено на рис. 7.6. Впорядкування вихорів при 7.2 мТ відносно пінінг-наноструктури для трикутної решітки з параметром  $a_{\Delta} = (2\Phi_0/B\sqrt{3})^{1/2}$  і умови геометричного збігу  $a_{\Delta} = 2a/\sqrt{3}$  показано на нижній вставці рис. 7.6. Для визначення густини струму депінінгу  $j_c$  використовувався критерій падіння напруги 0.1 мкВ. Густина струму депінінгу дорівнюють близько  $6.4$  КА/см<sup>2</sup> для обох гілок ВАХ, що пов'язано з симетрією ландшафту пінінгу у мікросмужці. При  $j > j_c$  можна бачити майже лінійний режим в'язкої течії потоку з  $\rho_f \simeq 2$  мкОмсм. Це значення знаходиться дуже близько до опору Бардина-Стефана за виразом [4]  $\rho_f \simeq 0.9\rho_{9K}B/B_{c2}(0.98T_c) = 2.1$  мкОмсм. При ще більших густинах струму  $j^* \approx 65$  КА/см<sup>2</sup> можна бачити різки переходи до нормального стану. Той факт, що ВАХ плівки не зазнає плавного кросоверу від режиму в'язкої течії потоку до нормального стану є пов'язаним з нерівноважними явищами у динаміці вихорів при  $j^*$ , який відповідає густині струму нестабільності Ларкіна-Овчиннікова [371]. У подальшому обговорюється форма ВАХ при  $j < j^*$ .

Модифікацію ВАХ у присутності високочастотного струму зображено на рис. 7.7. ВАХ демонструє сходинки Шапіро, які виникають завдяки синхронізації руху абрикосівських вихорів з частотою змінного струму. Сходинки мають місце при напругах [136]

$$V = nV_0 \equiv nN\Phi_0f, \quad (7.4)$$

де  $n$  — ціле,  $N$  — кількість рядів вихорів між потенціальними контактами,  $f$  — частота високочастотного струму і  $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}$  Тм<sup>2</sup> — квант магнітного потоку. Сходинки на ВАХ виникають, коли час долання одного або певної кількості центрів пінінгу співпадає з періодом змінного струму. На рис. 7.7(а) можна бачити до шести сходинок Шапіро нижнього порядку (див. криву для 252 МГц), у той час як сходинки вищого порядку розмиті завдяки більш істотним нерівноважним явищам при

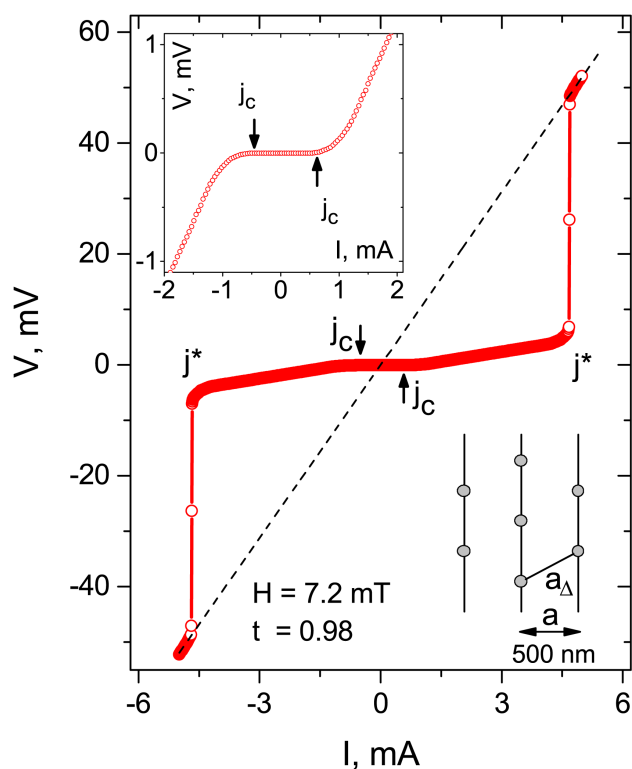


Рис. 7.6. ВАХ мікросмужки при фундаментальному полі збігу  $H = 7.2$  мТ і зведеної температурі  $t = 0.98$ . Діагональна омічна пунктирна лінія є орієнтиром для ока. На вставці зверху: ВАХ при малих струмах. Стрілки позначають струми депінінгу, визначені за критерієм падіння напруги  $0.1$  мкВ. На вставці знизу: Конфігурація вихорів при  $7.2$  мТ відповідає впорядкуванню при фундаментальному полі збігу, де  $a_{\Delta}$  — параметр вихрової решітки і  $a$  — період наноструктури.

більших швидкостях вихорів. Присутність сходинок Шапіро у лінійному регіоні ВАХів стає також ясною крізь побудову залежності  $V$  від  $dI/dV$  на рис. 7.7(b). На рис. 7.7(c) напругу на сходинок побудовано як функцію номера сходинок для трьох частот  $f = 252$  МГц,  $503$  МГц і  $1.05$  ГГц. Для всіх частот напругу на сходинок можна добре апроксимувати до рівняння (7.4) з  $N = 860-870$ . З урахуванням геометричних розмірів мікросмужки і конфігурації вихорів при полі фундаментального збігу для трикутної решітки (див. вставку на рис. 7.6), розрахована кількість рядів вихорів між потенціальними контактами дорівнює  $866$ . Той факт, що кількість рядів вихорів, визначених з апроксимації експериментальних даних до рівняння (7.4), дуже близька до  $866$  свідчить про те, що всі вихорі рухаються когерентно. Їх когерентний рух спричинений як строгою періодичністю наноканавок, так і відносно слабким внеском

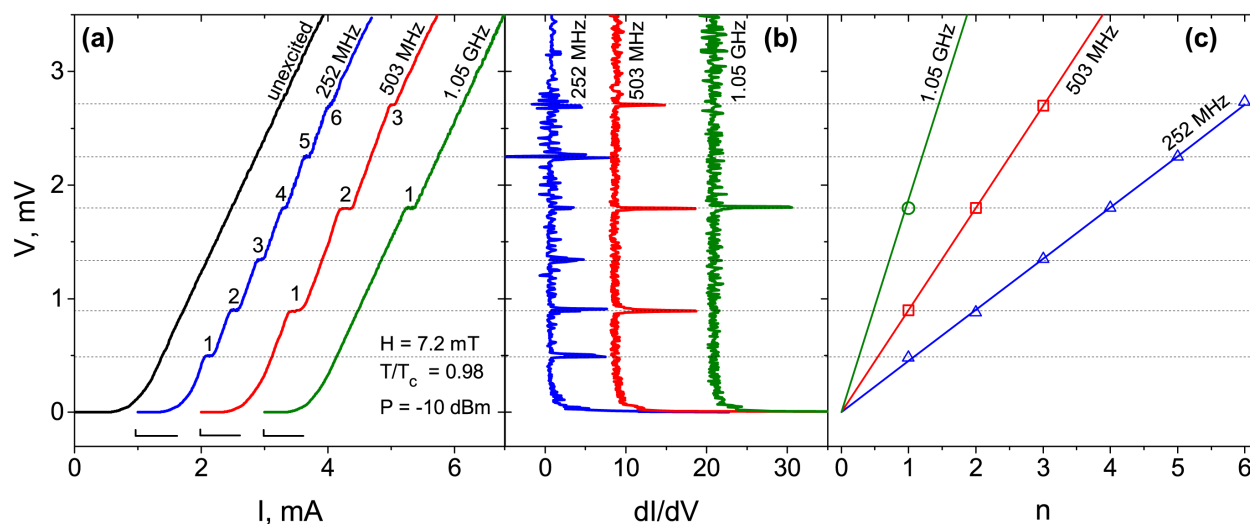


Рис. 7.7. (а) Сходинки Шапіро у ВАХ мікросмужки з симетричними канавками для ряду частот. Початки кривих рознесені на 1 мА уздовж осі струмів. (б) Серія графіків  $dI/dV$  для ВАХів у (а). (с) Напруга на сходинках як функція номера сходинки для відповідних ВАХів. Суцільні лінії є апроксимаціями до рівняння (7.4).

ізотропного пінінгу у порівнянні з інтенсивним анізотропним пінінгом, який утворюється наноканавками. Такий висновок підтверджується незалежними результатами аналізу, проведеним у розділі 6, що канавки, фрезовані фокусованим пучком іонів, створюють сильний потенціал пінінгу для руху вихорів поперек них. Цікаво, що при відході від конфігурації фундаментального збігу сходинки Шапіро зникають, тобто відбувається *кросовер від когерентної до некогерентної динаміки вихорів*.

Залежність струму депінінгу  $I_c$  від амплітуди змінного струму показано на рис. 7.8(a). На графіку побудовано  $I_c$  від кореню з потужності височастотного струму  $\sqrt{P}$ , оскільки саму амплітуду важко визначити при високих частотах. Усі криві  $I_c(\sqrt{P})$  на рис. 7.8(a) можна апроксимувати прямими лініями. Це можна пояснити тим фактом, що у випадку суми постійного і змінного струму ефективний струм депінінгу визначається сумою відповідних компонент [184]. Водночас, нахил прямих залишається майже однаковим до частоти  $\simeq 10$  МГц, вище якого їх нахил починає зменшуватися. Це свідчить про те, що внесок змінного струму у депінінг вихорів стає неефективним. З урахуванням впливу частоти на динаміку вихора, який обговорювався у розділах 2 і 3, можна зробити висновок, що частота  $\simeq 10$  МГц відповідає *кросоверу від низькочастотної до височастотної динаміки вихорів у плівках ніобію*.



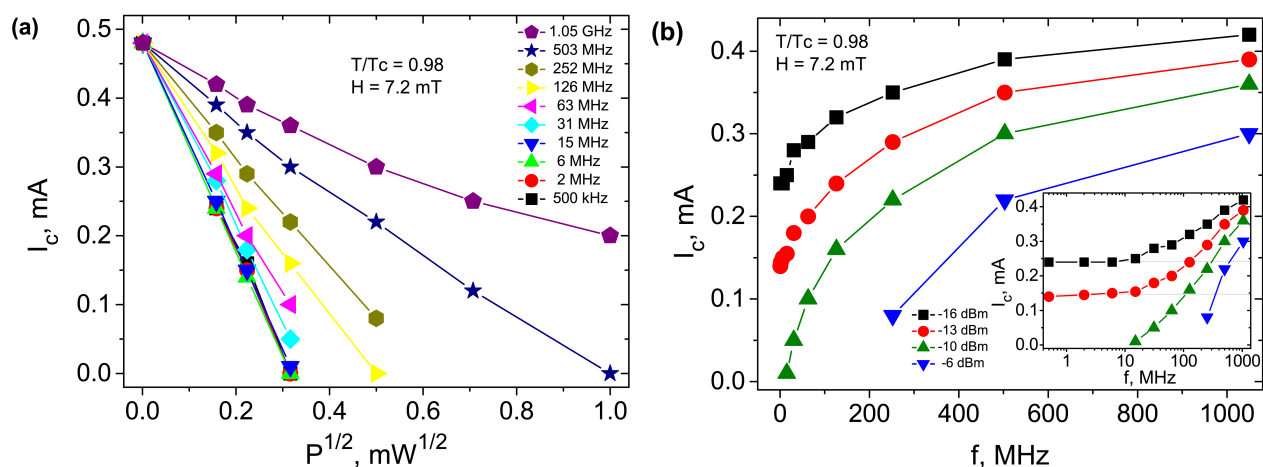


Рис. 7.8. (а) Постійний струм депінінгу як функція квадратного кореню з потужності високочастотного струму для ряду частот. (б) Частотна залежність постійного струму депінінгу для ряду потужностей високочастотного струму. Вставка: Залежність  $I_c(f)$  у напівлогарифмічному масштабі.

На рис. 7.8(b) показано частотну залежність  $I_c$  для ряду рівнів потужності високочастотного струму. При частотах  $f < 10$  МГц  $I_c$  майже не залежить від частоти. Кросовер до високочастотної динаміки якісно погоджується з результатами інших авторів [212, 372], але відбувається при частотах, які більше за величиною на один порядок. Більш розлогі схили у кривих  $I_c(\sqrt{P})$  при більших  $I_c$  значеннях свідчать про те, що депінінг вихорів під дією змінного струму стає менш ефективним. Причиною цього є те, що при високих частотах вихор має недостатньо часу для руху в одному і тому напрямку протягом напівхвилі змінного струму. При більш високих частотах у ГГц діапазоні сходинки у ВАХах розмиваються і значення струму депінінгу виходить на своє значення у відсутності високочастотного струму.

### 7.3.2. Вплив змінного струму на поглинання потужності вихорами

Температурна залежність прямого трансмісійного коефіцієнту  $S_{21}(T)$  мікросмужки ніобію у відсутності постійного струму зображена на рис. 7.9(a) для частоти  $f = 1.37$  ГГц і ряду значень перпендикулярних магнітних полів. Втрати потужності у нормальному і надпровідному стані відрізняються на близько 5 дБ. При збільшенні значення магнітного поля переходи стають більш широкими і відбуваються при нижчих температурах, що нагадує поведінку кривих  $R(T)$  при відповідних полях. У на-

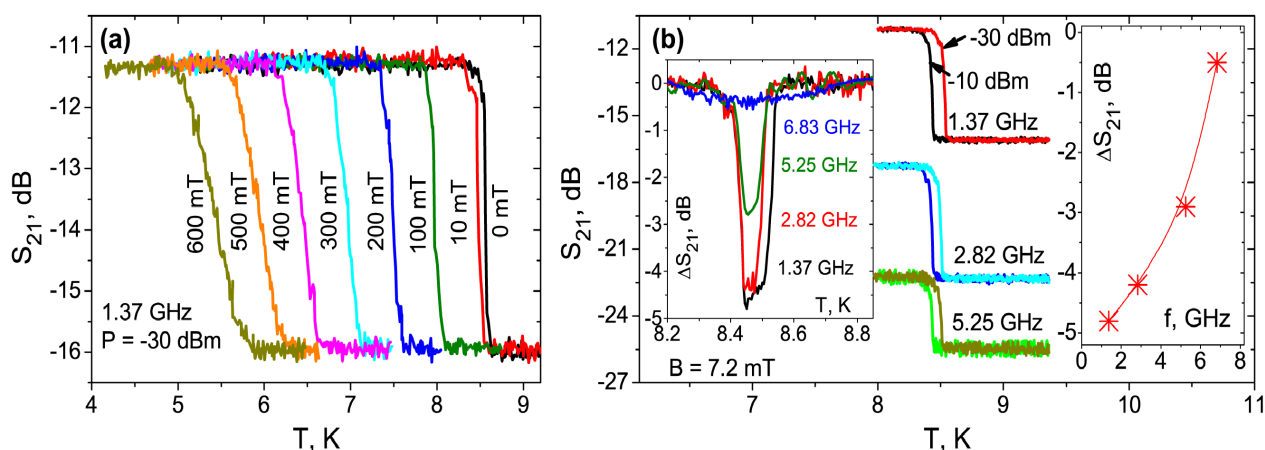


Рис. 7.9. Температурні залежності прямого трансмісійного коефіцієнта  $S_{21}(T)$  (a) для частоти  $f = 1.37$  ГГц і ряду значень магнітних полів і (b) при  $B = 7.2$  мТ, двох рівнів потужності високочастотного струму і ряду частот, як підписано на графіку. На вставці зліва у (b) зображено відносні зміни  $\Delta S_{21} = S_{21}(P = -10 \text{ дБм}) - S_{21}(P = -30 \text{ дБм})$ , а на вставці справа — відносне поглинання потужності як функція частоти.

ступному вимірюванні значення магнітного поля було 7.2 мТ, що відповідає фундаментальній конфігурації збігу вихрової решітки і пінінг-наноструктури, і відносні зміни  $S_{21}(T)$  при збільшенні потужності високочастотного струму на 20 дБ зображені на рис. 7.9(b) для трьох частот у нижньому ГГц діапазоні. При збільшенні частоти  $f$  втрати потужності у надпровідному стані збільшуються, а різниця між поглинанням потужності у дисипативному і нормальному стані зменшується. При зменшенні частоти відносні втрати потужності  $\Delta S_{21} = S_{21}(P = -10 \text{ дБм}) - S_{21}(P = -30 \text{ дБм})$  виходять на насичення при  $-5$  дБ. Вище 7 ГГц поглинання потужності стає за рівнем майже таким, як і у нормальному стані. Це дозволяє робити оцінку для частоти депінінгу  $f_d$  на рівні  $-3$  дБ при зменшенні  $S_{21}$  як 5 ГГц, що погоджується з результатами інших авторів [161, 268, 269], якщо взяти до уваги, що канавки, які фрезовані фокусованим пучком іонів поводять себе як сильні центри пінінгу [32], а пінінг “зондується” на дні канавок, див. вставку справа на рис. 7.6. Результати досліджень впливу магнітного поля, постійного струму і товщини плівки на поглинання потужності високочастотного струму будуть доповідатися у наступному розділі.

#### 7.4. Висновки до розділу 7

За результатами цього розділу можна зробити наступні висновки:

- Спроековано, протестовано і застосовано для вимірювань оригінальну криогенну вставку для дослідження динаміки вихорів у присутності постійного і змінного струмів за нерезонансним методом широкосмугової трансмісійної спектроскопії. Проведено перші експерименти з динаміки вихорів у надпровідних плівках ніобію з пінінг-структурами типу пральної дошки у присутності комбінації постійного і змінного струмів.
- Спостережено сходинки Шапіро для динаміки вихорів у плівках ніобію з наноструктурою типу пральної дошки для фундаментальної конфігурації збігу положень вихорів з наноканавками. При зсуву значення поля від фундаментального впорядкування сходинки Шапіро зникають, що свідчить про кросовер від когерентної динаміки вихорів при фундаментальній конфігурації до некогерентної динаміки вихорів при довільній конфігурації.
- Для фундаментальної конфігурації вихорів у плівках ніобію з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки спостережено кросовер від низькочастотної до високочастотної динаміки вихорів при частоті змінного струму близько 10 МГц.
- З'ясовано вплив магнітного поля і потужності змінного струму на прямий трансмісійний коефіцієнт мікросмужок ніобію з наноструктурами. Для фундаментальної конфігурації вихорів оцінено частоту депінінгу ( $\simeq 5$  ГГц), яка відокремлює слабо дисипативний відгук вихорів при низьких частотах від сильно дисипативного відгуку вихорів при високих частотах.

Зменшення частоти депінінгу при збільшенні постійного струму є центральним ефектом, на основі якого спостерігаються подальші ефекти у розділі 8.

## РОЗДІЛ 8

### ВПЛИВ ПОСТІЙНОГО СТРУМУ НА ПОГЛИНАННЯ ПОТУЖНОСТІ У ПЛІВКАХ НІОБІЮ З НАНОКАНАВКАМИ

Перші експерименти з поглинання потужності були проведені близько півстоліття тому [5]. Поняття *частоти депінінгу* з успіхом застосовується з тих пір для пояснення кросоверу від слабо дисипативного відгуку вихорів при низьких частотах, коли вони проходять декілька центрів пінінгу протягом напівхвилі змінного струму, до їх сильно дисипативного відгуку, коли вони осцилюють поблизу одного центру пінінгу. Водночас, залежність частоти депінінгу від температури [272] і магнітного поля [268] зацікавила дослідників тільки в останнє десятиріччя. Несподівано, у жодній експериментальній роботі дотепер так і не було висвітлено питання щодо виявлення впливу постійного струму на частоту депінінгу і поглинання потужності. Водночас, планарні надпровідні трансмісійні лінії являють собою елементи сучасних електричних кіл для досліджування квантової електродинаміки [2, 3] і квантового обчислення [1] тощо. Вони являють собою основу для надпровідних кубітів [373], резонаторів [263, 264, 374] і різних джозефсонівських [196] та абрикосівських [260] флюксонних приладів. Для багатьох з цих приладів є бажаним керування дисипацією не магнітним полем і температурою, а саме електричним струмом.

У розділі викладаються експериментальні спостереження, пов'язані із зменшенням частоти депінінгу у плівках з симетричними та асиметричними канавками. Зокрема, обговорюються частотні характеристики фільтру низьких частот, частоту зрізу якого можна переналаштовувати не тільки величиною, а і полярністю постійного струму. Доповідаються ефекти модуляції поглинання потужності квазістатичним змінним струмом, перетворення форми імпульсу і синтезу квантованих рівнів втрат потужності високочастотного струму. Визначено координатну залежність потенціалу пінінгу з даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму, що являє собою новий метод характеристизації пінінгу у надпровідниках. Результати розділу оприлюднені у статтях [46, 47] і матеріалах конференцій [62, 69, 71, 72].

## 8.1. Геометрія експерименту і надпровідні властивості зразків

Експериментальними зразками є дві мікросмужки ніобію з розмірами  $150 \times 500$  мкм<sup>2</sup>, які містять фрезовані наноканавки. Період наноструктури дорівнює  $a = 500$  нм, див. рис. 8.1, так що на всій ширині мікросмужки вміщується ціле число ( $N = 300$ ) періодів наноструктур. Досить великі розміри мікросмужки забезпечують неістотність можливого ретчет-ефекту завдяки асиметрії бар'єру на краях плівки [375–377]. Канавки паралельні напрямку вектору густини транспортного струму  $j$  і, відповідно, у перпендикулярному магнітному полі резистивний стан і поглинання потужності у мікросмужці пов'язані з динамікою вихорів *поперек* канавок. Одна мікросмужка має канавки з симетричними схилами у перерізі (зразок S), а друга мікросмужка має канавки з асиметричними схилами (зразок A). У процесі виготовлення наноструктур це було досягнуто визначенням канавок у растровому файлі для фокусованого пучка іонів для зразка S у вигляді поодинокі лінії для проходження пучка, у той час як певну, зростаючу кількість проходжень фокусованого пучка іонів було запрограмовано у вигляді 5-ступової “сходинок” для зразка A. У процесі наноструктування параметри фокусованого пучка були 30 кВ/ 50 пА, час затримки був 1 мкс і пітч дорівнював 50 нм. На рис. 8.1 можна бачити, що завдяки ефектам розміття симетричні канавки у зразку S мають закруглені кути, а замість “сходинок” у зразку A профіль має вигляд похилих площин. Зразки S і A мають товщину 40 нм і 70 нм і характеризуються критичною температурою  $T_c = 8.66$  К і 8.94 К відповідно. Верхнє критичне поле для обох зразків при нулі температур  $H_{c2}(0)$  дорівнює близько 1 Т, як визначено з апроксимації температурної залежності  $H_{c2}(T)$  до феноменологічного співвідношення  $H_{c2}(T) = H_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2]$ .

Комбіновані вимірювання електричного опору і поглинання потужності змінного струму проводилися у <sup>4</sup>Не кріостаті у діапазоні температур від  $0.3T_c$  до  $T_c$  з магнітним полем  $H$ , яке було орієнтовано перпендикулярно площині мікросмужки. Експериментальне устаткування було детально представлено у розділі 7, а геометрію експерименту зображено на рис. 8.1(с). Коротко, зразок був монтований у мічному утримувачі і під'єднаним до коаксіальних кабелів, через які подавався висо-

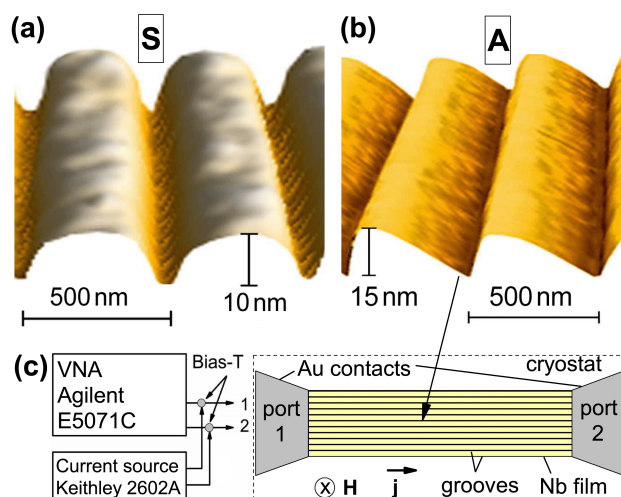


Рис. 8.1. Зображення поверхонь мікросмужек з наноканавками в атомно-силовому мікроскопі. Канавки мають симетричний (а) профіль у зразку S та асиметричний профіль (b) у зразку A. (c) Блок-діаграма устаткування і геометрія експерименту.

кочастотний струм від і до векторного аналізатора Agilent E5071C (VNA). Високочастотний і постійний струм склалися і розв'язувалися за допомогою Т-мостів, встановлених у портів VNA. VNA працював у режимі протягання частоти  $f$ , з 1548 точками частоти, які сканувалися з експоненційно зростаючим інкрементом між 300 КГц і 14 КГц. Частотні залежності кабелів і конекторів були виключені із даних у процесі калібрування, так що залежності, які обговорюються у подальшому, відносяться до самих мікросмужек і динаміки вихорів у них. Великою, що спостерігалася експериментально, є прямий трансмісійний коефіцієнт  $S_{21}$ , який дорівнює відношенню (звичайно у дБ) потужності сигналу у порту 2 до потужності сигналу у порту 1. Тут і у подальшому позначення  $S_{21}$  застосовується для абсолютного значення трансмісійного коефіцієнта, та основна увага приділяється обговоренню даних для зразка A, у той час як дані для зразка S будуть згадуватися тільки там, де вони якісно відрізняються.

## 8.2. Вплив магнітних полів збігу на поглинання потужності

На рис. 8.2(a) зображено відносні зміни прямого трансмісійного коефіцієнту  $\Delta S_{21} \equiv S_{21} - S_{21\text{ref}}$  для зразка A як функції магнітного поля при  $T = 0.98T_c$  і ряду частот, як підписано на графіку. Тут  $S_{21\text{ref}}$  позначає високочастотні втрати у трансмісійній

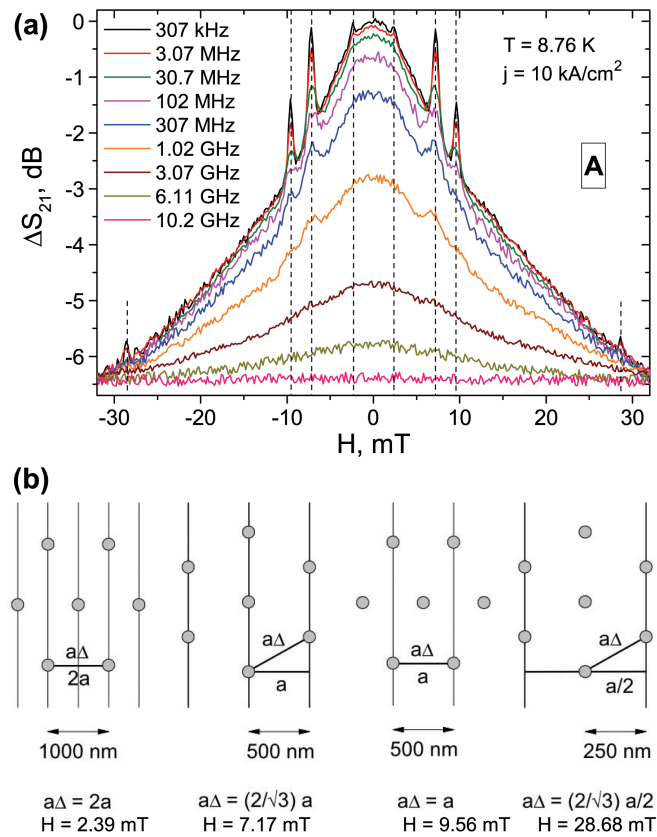


Рис. 8.2. (а) Відносні зміни прямого трансмісійного коефіцієнта  $\Delta S_{21}$  зразка А при інверсії магнітного поля. (б) Конфігурації вихрової решітки, які відповідають мінімумам поглинання потужності (пікам у  $\Delta S_{21}$ ) на панелі (а) поруч з умовами геометричного збігу  $a\Delta = ka$  і розрахованими значеннями полів збігу.

лінії (кабелі і конектори тощо), і  $\Delta S_{21}$  є мірою поглинання потужності завдяки руху вихорів у зразку, що досліджується. Для всіх частот потужність високочастотного сигналу у порту 1 мікросмужки дорівнює  $P = -20$  дБм (10 мкВт), яка підтримується VNA відповідно до збережених даних калібрування для  $S_{21\text{ref}}(f, T)$ . Загальна форма кривих  $\Delta S_{21}(H)$  на рис. 8.2(а) симетрична відносно  $H = 0$ , хоча можна припустити, що близькритичні температури замаскували ефекти, пов'язані із зміною полярності магнітного поля [22]. Експериментальні дані свідчать про те, що високочастотні втрати збільшуються по мірі зростання магнітного поля, тоді як  $\Delta S_{21}$  стає менш чутливим до зміни поля при вищих частотах і виходить на насичення на рівні  $-6.4$  дБ (максимальне поглинання потужності). У деталях  $\Delta S_{21}(H)$  можна помітити зменшення високочастотних втрат (піки у  $\Delta S_{21}$ ) при полях  $7.2$  мТ і  $9.6$  мТ, тоді як значно мен-

ші піки (можна помітити при  $f \lesssim 3$  МГц) відповідають 2.4 мТ і 28.7 мТ. Збільшення потужності високочастотного струму на 20 дБ призводить до зникнення цих ефектів збігу, оскільки зразок переходить до нормального стану.

Треба зазначити, що до цього експерименту зменшення поглинання потужності вихорами для полів збігу спостерігалися тільки у двох дуже недавніх роботах [267, 270] і дотепер такі експерименти були безконтактними. Так, ефекти послаблення високочастотних втрат спостерігалися у плівках свинцю з квадратними масивами центрів пінінгу за допомогою магнітометричної рефлективної спектроскопії [267] і ширококугових трансмісійних вимірювань для зразка, який був не в трансмісійній лінії, а поблизу копланарного хвилеводу [270]. У роботі [270] також застосовувалися наноструктури у формі квадратних решіток штучних центрів пінінгу. Що стосується вихорів та їх впорядкування в асиметричному потенціалі пінінгу типу пральної дошки, то така задача досліджувалася з врахуванням міжвихорової взаємодії за допомогою комп'ютерних симуляцій [8]. Тоді як система проходила крізь ряд трикутних, смектичних, невпорядкованих і квадратних впорядкувань вихорів по мірі зростання їх кількості, тобто величини поля, автори роботи [8] показали, що трикутне впорядкування, яке відповідає одному ряду вихорів, запінінгованих у кожній канавці, і відсутності “зайвих” вихорів між ними, є найбільш стабільною конфігурацією, в якій міжвихорова взаємодія ефективно зникає.

У випадку нашого експерименту, для трикутної вихрової решітки з параметром  $a_{\Delta} = (2\Phi_0/H\sqrt{3})^{1/2}$  і умовами геометричного збігу  $a_{\Delta} = ka$ , де  $k$  зазначено на рис. 8.2(b), впорядкування вихорів відносно пінінг-наноструктури показано на рис. 8.2(b). Розраховані значення полів для трикутної вихрової решітки погоджуються добре із значеннями на рис. 8.2(a), хоча не можна виключити присутність більш складних конфігурацій при полях 9.6 мТ і 28.7 мТ, як завбачається у симуляціях [8]. Значення 7.2 мТ відповідає максимальній густині вихорів, коли кожен вихор є запінінгованим на дні канавки і нема вихорів між канавками, що відповідає *фундаментальній* конфігурації збігу. Саме для цього значення поля доповідаються спостереження у наступних главах.



### 8.3. Зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму

#### 8.3.1. Фільтри низьких частот з регульованою частотою зрізу

На рис. 8.3(a) і (b) зображено частотні залежності  $\Delta S_{21}(f)$  для зразка А для позитивних і негативних значень постійного струму при  $T = 0.3T_c$ . У відсутності постійного струму поглинання потужності є максимальним при високих частотах, тоді як вихровий відгук є слабо дисипативним при низьких частотах. Для обох полярностей постійного струму, по мірі зростання його значення, криві  $\Delta S_{21}$  зсуваються у бік низьких частот, але величина цих зсувів істотно відрізняється для зразка А, рис. 8.3(b) і (c), тоді як ці зсуви співпадають для зразка S, рис. 8.4(a).

Зменшення частоти депінінгу при збільшенні постійного струму можна пояснити як наслідок зменшення висоти потенціального бар'єру завдяки його схиленню постійним струмом. Дійсно, механічне уявлення вихора [26] як матеріальної точки призводить до висновку, що при розширенні потенціальної ями по мірі зростання частоти  $f$  протягом напівперіоду змінного струму вихор не має часу ( $\sim 1/f$ ) досягнути регіонів зразка, де домінують сили пінінгу. Відповідно, відгук стає більш дисипативним при низьких частотах у порівнянні з кривими у відсутності постійного струму. Такий же самий механістичний опис може бути застосованим для пояснення різниці у зсувах частоти депінінгу при позитивних і негативних постійних струмах, яка спричинюється різною крутизною бар'єрів потенціалу пінінгу [39]. Так, при вимірюванні ВАХ виявляється різниця у струмах депінінгу ( $j_d$ ) для позитивної і негативної гілки ВАХ для зразка А. При  $T = 0.3T_c$  і  $H = 7.2$  мТ струми депінінгу дорівнюють  $0.52$  МА/см<sup>2</sup> і  $1.25$  МА/см<sup>2</sup> відповідно. Це контрастує з ВАХ для зразка S, яка є симетричною з  $j_d = 0.75$  МА/см<sup>2</sup>, див. рис. 8.5(c). Тут струм депінінгу  $j_d$  визначено з експериментальних даних за критерієм електричного поля  $10$  мкВ/см. Таким чином, зразок А демонструє поведінку високочастотного фільтру, частота зрізу якого залежить не тільки від значення постійного струму (як у зразку S), але також від його полярності. Іншими словами, за умови, що абсолютне значення струму залишається постійним, а змінюється лише його полярність, фільтр можна переналаштовувати з однієї частоти зрізу на іншу.

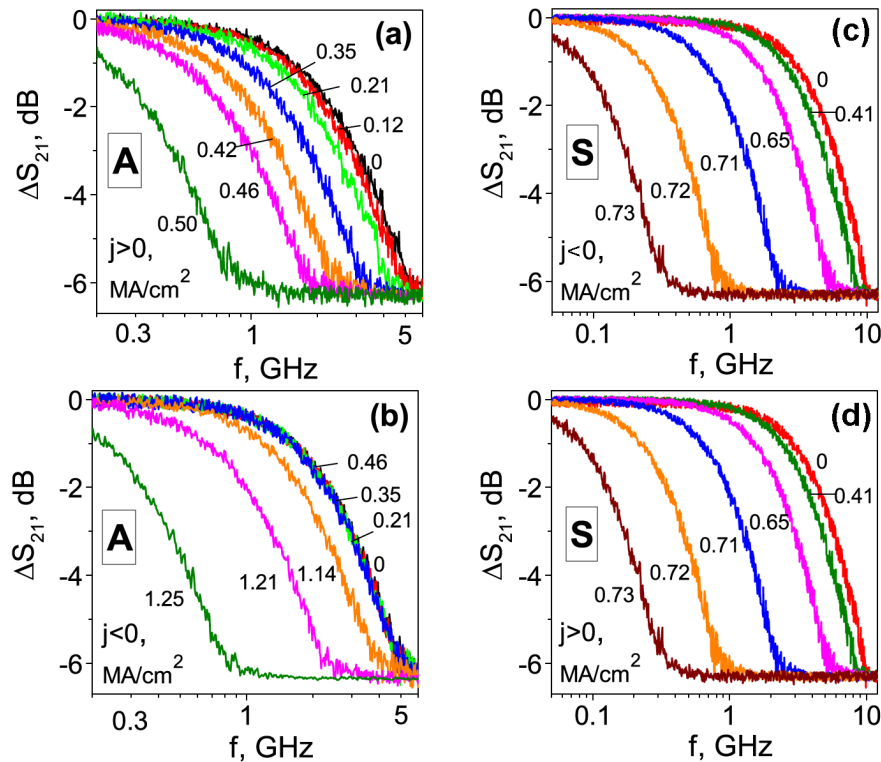


Рис. 8.3. Залежності  $\Delta S_{21}(f)$  для зразка А при позитивних (а) і негативних (б) значеннях постійного струму. Залежність  $\Delta S_{21}(f)$  для зразка S при позитивних (а) і негативних (б) значеннях постійного струму.

### 8.3.2. Частотні залежності поглинання потужності у мікросмужках

Для наочного підтвердження щойно зазначених спостережень, диференціальні сигнали  $\Delta S_{21}^{S,\pm}(f) = \Delta S_{21}(j) - \Delta S_{21}(-j)$  для зразка S і  $\Delta S_{21}^{A,\pm}(f) = \Delta S_{21}(j) - \Delta S_{21}(-j)$  для зразка А показані на рис. 8.4(а) і (б) і рис. 8.5(а) відповідно. Можна бачити чітко різницю між поглинанням потужності для зразка А для одних і тих самих значень позитивного і негативного постійного струму. Це пов'язано з тим фактом, що при помірних значеннях постійного струму відносно  $j_d$  для руху вихора проти розлогого схилу потенціалу частота депінінгу зменшується значно швидше, ніж для його руху проти крутого схилу. Зокрема, ефект найбільш виражений для  $j = 0.46$  MA/cm<sup>2</sup>, при якому частоти депінінгу  $f_d \approx 1$  ГГц і  $f_d \approx 2.7 \approx 3.02$  ГГц =  $f_d(j = 0)$  для розлогого і крутого напрямків у потенціалі пінінгу відповідно. Частоти депінінгу визначені з експериментальних даних за критерієм  $-3$  дБ, як показано на рис. 8.4(с). Окрім того, треба зауважити, що  $\Delta S_{21}^{A,\pm}$  має вигляд якісно подібний до диференціального сигнала

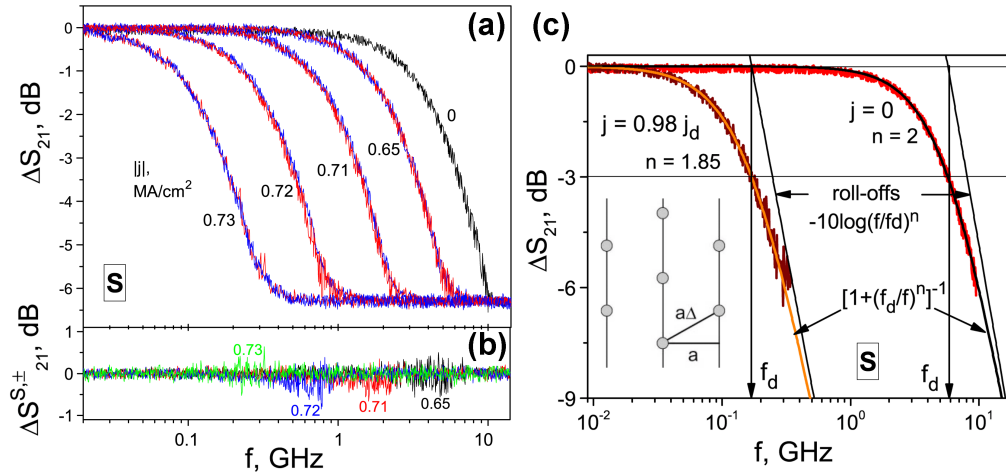


Рис. 8.4. (а) Залежність  $\Delta S_{21}(f)$  для зразка S для ряду позитивних (червоний) і негативних (синій) постійних струмів при  $H = 7.2$  мТ,  $T = 0.3T_c$  і  $P = -20$  дБм. (б) Диференціальний сигнал  $\Delta S_{21}^{S,\pm}(f) = \Delta S_{21}(j) - \Delta S_{21}(-j)$  для зразка S побудовано для таких самих значень постійного струму як на панелі (а). (с) Визначення частоти депінінгу  $f_d$  за критерієм  $-3$  дБ для зразка S поруч з апроксимаціями частотних характеристик фільтру до виразу  $\Delta S_{21}(f) = 1/[1 + (f_d/f)^n]$ . Схили частотної характеристики фільтру  $-10 \log_{10}[(f/f_d)^n]$  зображено прямими з показниками  $n$  біля кривих.

лу  $\Delta S_{21}^{S,0} \equiv \Delta S_{21}(j \neq 0) - \Delta S_{21}(j = 0)$  для зразку S на рис. 8.5(б). Це є наслідком певної аналогії схилоного і хитного ретчетів, які розглядалися у розділах 2 і 3. Так, для зразка S дані при вищих частотах можуть бути апроксимовані прямою для частотної залежності такого типу, яка спостерігалася для високотемпературних надпровідних плівок з антидотами [162].

Кількісно, частотні характеристики обох фільтрів можна апроксимувати до наступного виразу:

$$\begin{aligned} \Delta S_{21}(f) &= 1/[1 + (f_d/f)^n], & |j| < |j_d|, \\ \Delta S_{21}(f) &\approx -6.4 \text{ dB}, & |j| > |j_d|, \end{aligned} \quad (8.1)$$

з показником  $n = 2$  для  $0 < j < 0.42$  МА/см<sup>2</sup> і  $n \approx 1.85$  при  $j \simeq j_d$  для зразка S. Для розлогого схилу потенціалу у зразку А  $n \approx 2.1$ , а для крутого  $n \approx 1.9$ . Окрім того, показник  $n$  зменшується на близько 10% при значеннях струмів близьких до критичних. Відомо [369], що показник  $n = 2$  відповідає крутизні зрізу  $-10 \log_{10}[(f/f_d)^2]$  для фільтру першого порядку, яка співвідноситься з частотою депінінгу мікросмужки

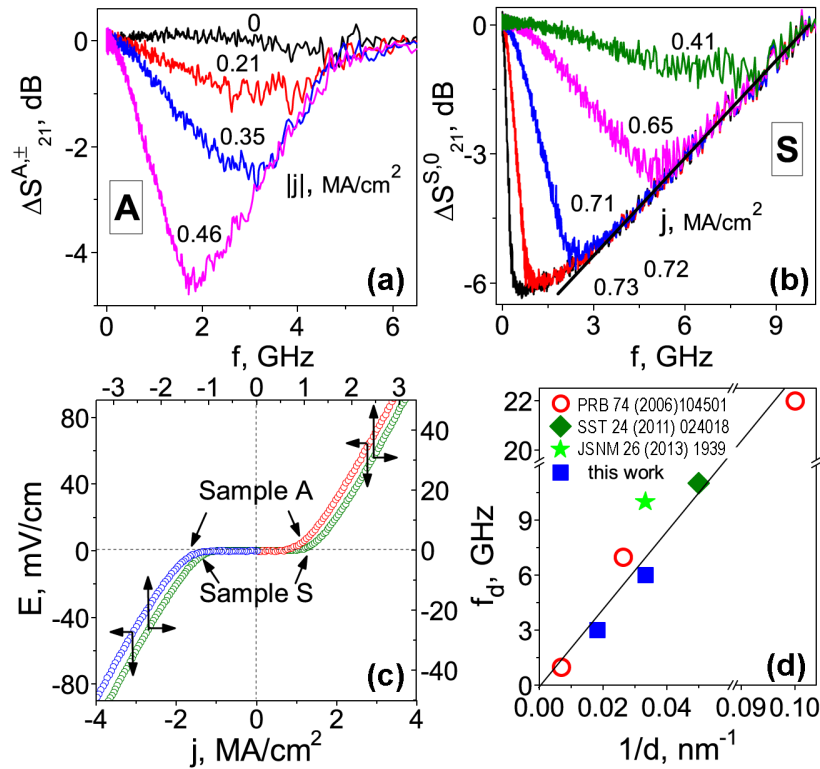


Рис. 8.5. (a) Диференціальний сигнал  $\Delta S_{21}^{A,\pm}(f) = \Delta S_{21}(j) - \Delta S_{21}(-j)$  для зразка А. (b) Диференціальний сигнал  $\Delta S_{21}^{S,0}(f) = \Delta S_{21}(j \neq 0) - \Delta S_{21}(j = 0)$  для зразка S. (c) ВАХи зразка А (ліва і нижня вісі) і зразка S (права і верхня вісі) у регіоні кросоверу до режиму течії потоку. Для панелей (a)-(c)  $H = 7.2$  мТ,  $T = 0.3T_c$  і  $P = -20$  дБм. (d) Частота депінінгу у відсутності постійного струму при  $H = 0$  і  $T = 0$  як функція (оберненої) товщини плівки для плівок ніобію ряду робіт. Пряма  $f_d \propto 1/d$  орієнтиром для ока.

як зображено на рис. 8.4(c). Менша ефективність фільтру при  $j \lesssim j_d$  приписується до розмивання кросоверу. Треба зазначити, що високочастотні фільтри працюють при умові фундаментального поля збігу, як показано на вставці рис. 8.4(c), і ефекти, які доповідаються тут при 7.2 мТ, слабіють і зникають при відході від цього значення.

### 8.3.3. Залежності частоти депінінгу від $T$ , $H$ і товщини плівки

Нарешті, на рис. 8.5(d) побудовано залежність частоти депінінгу при  $T = 0$  і  $H = 0$  у відсутності постійного струму,  $f_d(0,0)$ . Дані наведені для обох зразків S і А, а також для плівок ніобію, які використовувалися у дослідженнях інших авторів [161, 268, 269]. Значення  $f_d(0,0)$  були визначені за допомогою виразу

$$f_d(T) = f_d(0)[1 - (T/T_c)^4], \quad (8.2)$$

який використовувався у роботі [272] для апроксимації експериментальних даних у високотемпературних надпровідних плівках, а також емпіричної залежності

$$f_d(H) = f_d(0)[1 - (H/H_{c2})^2], \quad (8.3)$$

що спостерігалася у роботі [268] для плівок ніобію. Для наших даних корекція  $f_d(T, H)$  до  $f_d(0, 0)$  за формулами (8.2) і (8.3) дорівнює близько 1%, тоді як вона відносно значна для даних робіт [161, 268, 269], які були отримані при вищих температурах і більших полях. Для наших зразків їх товщини були взяті після вилучення глибини канавок з товщини початкової плівки. З рис. 8.5(d) випливає, що кумулятивні дані для плівок ніобію можна апроксимувати до феноменологічного закону  $f_d \propto 1/d$ , де  $d$  — товщина плівки.

У підсумку, головними ефектами, які було спостережено і пояснено у цій главі для наноструктурованих плівок ніобію, є наступні: (i) Спостерігається зменшення поглинання потужності завдяки просторовому збігу вихрової решітки і пінінг-наноструктури. (ii) Мікросмужки поводять себе як фільтри низьких частот у присутності фундаментального поля збігу. Оскільки ефект зменшення частоти депінінгу і частотна залежність поглинання потужності у присутності постійного струму важливі для надпровідних трансмісійних ліній, результати даної глави представляють новітню функціональність надпровідників з асиметричними пінінг-наноструктурами для високочастотних флюксонних приладів.

## 8.4. Модуляція поглинання потужності змінним струмом

### 8.4.1. Визначення робочих точок у ВАХах плівок

ВАХи мікросмужок для обох полярностей постійного струму показані на рис. 8.6. Тоді як ВАХ мікросмужки  $S$  є антисиметричною відносно початку координат і характеризується однаковими струмами депінінгу, можна бачити різницю між струмами депінінгу для позитивного  $j_d^+$  і негативного  $j_d^-$  струму для зразка А. У цій главі позитивні напівперіоди змінного струму і відповідні відгуки побудовані червоним кольором, тоді як негативні напівхвилі зображені синім. Різниця у  $j_d$  при інверсії полярності постійного струму є основною рисою вихрового ретчета [22].

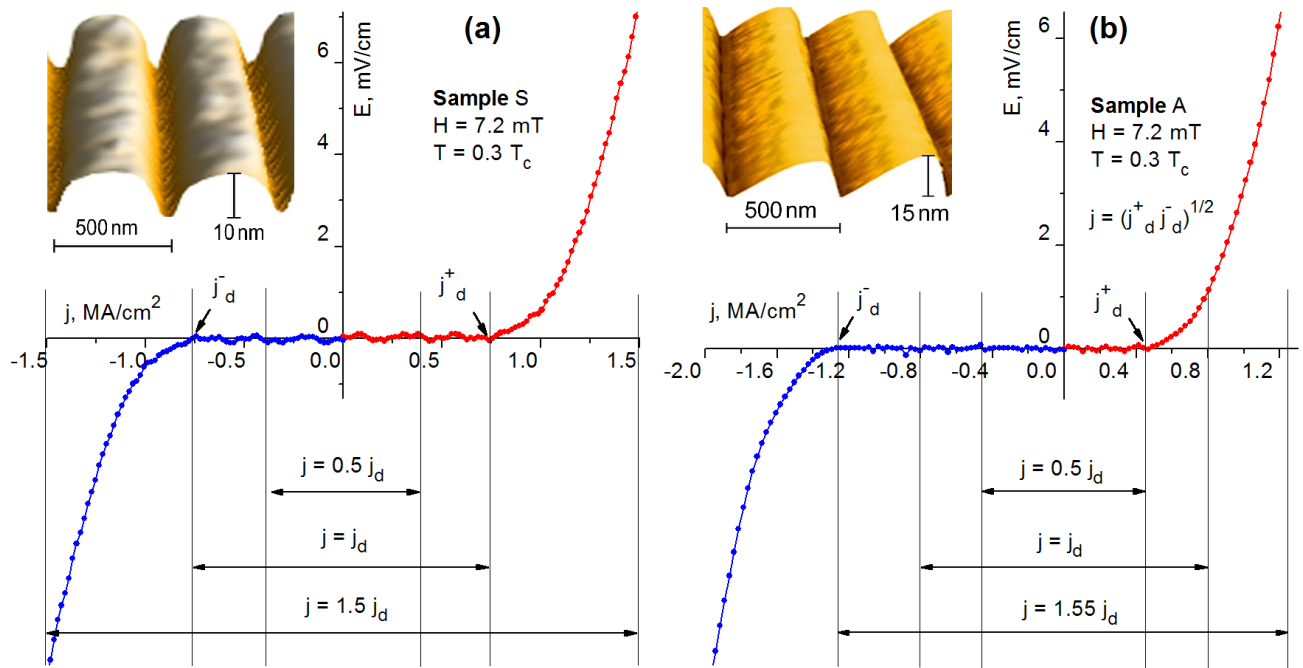


Рис. 8.6. Вольт-амперні характеристики для зразків S (a) і A (b) при  $T = 0.3T_c$  і  $H = 7.2$  мТ. Амплітуди квазістатичного змінного струму, які використовуються у подальшому для презентації різних режимів модуляції поглинання потужності на рис. 8.7 і 8.8, зображено горизонтальними лініями зі стрілками.

В експерименті, результати якого доповідаються у даній главі, до зразків подавався квазістатичний змінний струм  $j \equiv j(t) = j \sin \omega t$  з частотою  $\omega = 2\pi/t_f$ . Розглядаються три різні випадки залежно від співвідношення між амплітудою змінного струму і струмами депінінгу для обох зразків, як позначено горизонтальними лініями у нижній частині рис. 8.6. А саме, ці режими відповідають випадкам субкритичного  $j/j_d = 0.5$ , критичного  $j/j_d = 1$  і закритичного  $j/j_d = 1.5$  струму у зразку S. Для обговорення тільки якісно різних і найбільш цікавих режимів для зразка A розглядається випадок  $j/j_d = 0.5$ , який відповідає струму депінінгу для легкого напрямку у потенціалі і позитивній гілці на ВАХ; випадок  $j/j_d = 1.55$ , що відповідає струму депінінгу відносно важкого напрямку у потенціалі пінінгу і негативній гілці на ВАХ, і  $j/j_d = 1$ , що є зразковою ситуацією для *ретчет-вікна* системи, тобто коли  $|j_d^+| < |j| < |j_d^-|$ . Для обох зразків густини струмів депінінгу визначаються як  $j_d = \sqrt{j_d^+ j_d^-}$ , де  $j_d^+ = 0.52$  МА/см<sup>2</sup> і  $j_d^- = 1.25$  МА/см<sup>2</sup> для зразка А, тоді як  $j_d^+ = j_d^- = 0.75$  МА/см<sup>2</sup> для зразка S.

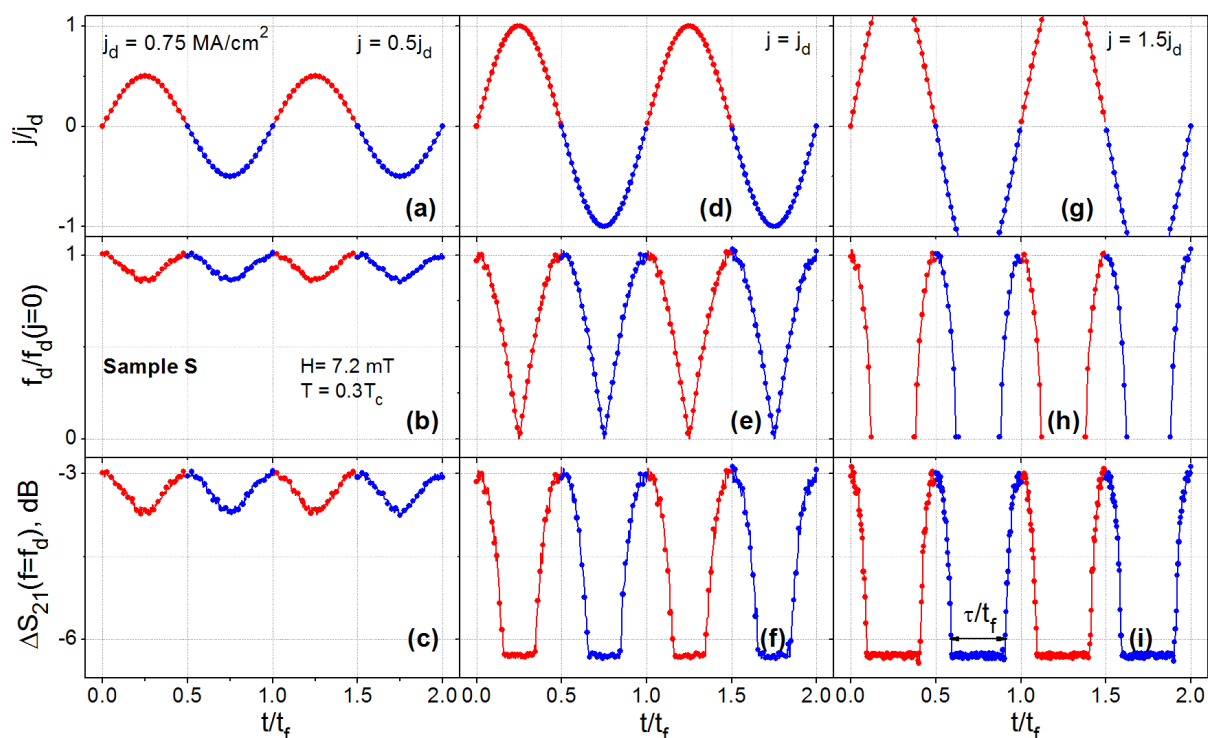


Рис. 8.7. Модуляція втрат потужності високочастотного сигналу у мікросмузці S при  $H = 7.2 \text{ мТ}$ ,  $T = 0.3T_c$  і потужності високочастотного сигналу  $P = -20 \text{ дБм}$ . Квазістатичний змінний струм (3 Гц) у субкритичному (а), критичному (d) і закритичному (g) режимі призводить до зменшення частоти депінінгу [панелі (b), (e), і (h) відповідно] і поглинання потужності струму на частоті 5.72 ГГц завдяки вихорам  $\Delta S_{21}(f = f_d(j = 0))$  [панелі (c), (f) і (i) відповідно]. Прямокутні “зрізи” на панелях (f) і (i) відповідають максимальній потужності, яка поглинається у режимі течії потоку.

#### 8.4.2. Плівка з симетричними наноканавками

Часову залежність вхідного квазістатичного струму зображено у верхньому ряді панелей на рис. 8.7 і 8.8. Зменшення частоти депінінгу при збільшенні абсолютного значення струму зображено у середньому ряді відповідних панелей. У нижньому ряді панелей на рис. 8.7 і 8.8 побудовано часову залежність відносних втрат високочастотного сигналу на частоті депінінгу  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$ . Зокрема, на рис. 8.7(b) можна бачити, що у режимі субкритичних амплітуд модуляція частоти депінінгу відносно її значення у відсутності квазістатичного струму є малою, що призводить до слабкої модуляції  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$  у межах близько 1 дБ. Модуляція  $f_d$  набуває максимальну

глибину при досягненні струмом критичної амплітуди. При цьому залежність  $f_d(t)$  має форму подібну до модуля синуса, рис. 8.7(e). Відповідно,  $\Delta S_{21}(f_d)$  характеризується “зрізами” на рівні  $-6.4$  дБ, що відповідає максимальним втратам потужності у режимі вільної течії потоку. При подальшому зростанні амплітуди змінного струму на рис. 8.7(h) криві  $f_d(t)$  містять щілини, оскільки поняття частоти депінінгу втрачає свій фізичний зміст у цьому режимі. Відповідні залежності  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$  характеризуються високим коефіцієнтом заповнення для стану з максимальними втратами потужності. Треба зазначити, що у модульованому сигналі нема різниці для позитивного і негативного напівперіоду для зразка S. Шляхом вибору робочої точки на ВАХ коефіцієнт заповнення, визначений як  $\tau/t_f$  на рівні  $-6$  дБ, може бути переналаштовано від 5% до 95%.

### 8.4.3. Плівка з асиметричними наноканавками

Модульовані відгуки істотно відрізняються для зразка A. А саме, у режимі малих амплітуд квазістатичного струму, як типово для  $j = 0.5j_d$ , частота депінінгу модулюється протягом тільки *позитивного напівперіоду*, тоді як вона залишається постійною протягом негативної напівхвилі. Внаслідок цього відносні втрати потужності  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$  спостерігаються тільки для позитивного напівперіоду і відсутні протягом негативного. Цікаво, що форма залежностей спадів і зростання  $\Delta S_{21}(f = f_d)$  має близьку до трикутної форму. Таким чином, спостерігається *перетворення синусоїдального імпульсу у трикутний*. Цей ефект ми приписуємо певній формі потенціалу пінінгу, який створюється асиметричною пінінг-наноструктурою у зразку A. У ретчет-вікні на рис. 8.8(e) частота депінінгу зменшується до її мінімального значення протягом позитивного напівперіоду і залишається постійною протягом негативного. Треба зазначити, що форма кривої  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$  у цьому випадку майже прямокутна. Іншими словами, у цьому режимі модуляція супроводжується *перетворенням синусоїдального імпульсу у прямокутний*. У поглинанні потужності цей режим являє собою аналог звичайного ретчет-ефекту, який звичайно спостерігається у випрямленій напрузі [22]. Нарешті, у режимі критичного струму проти круто-



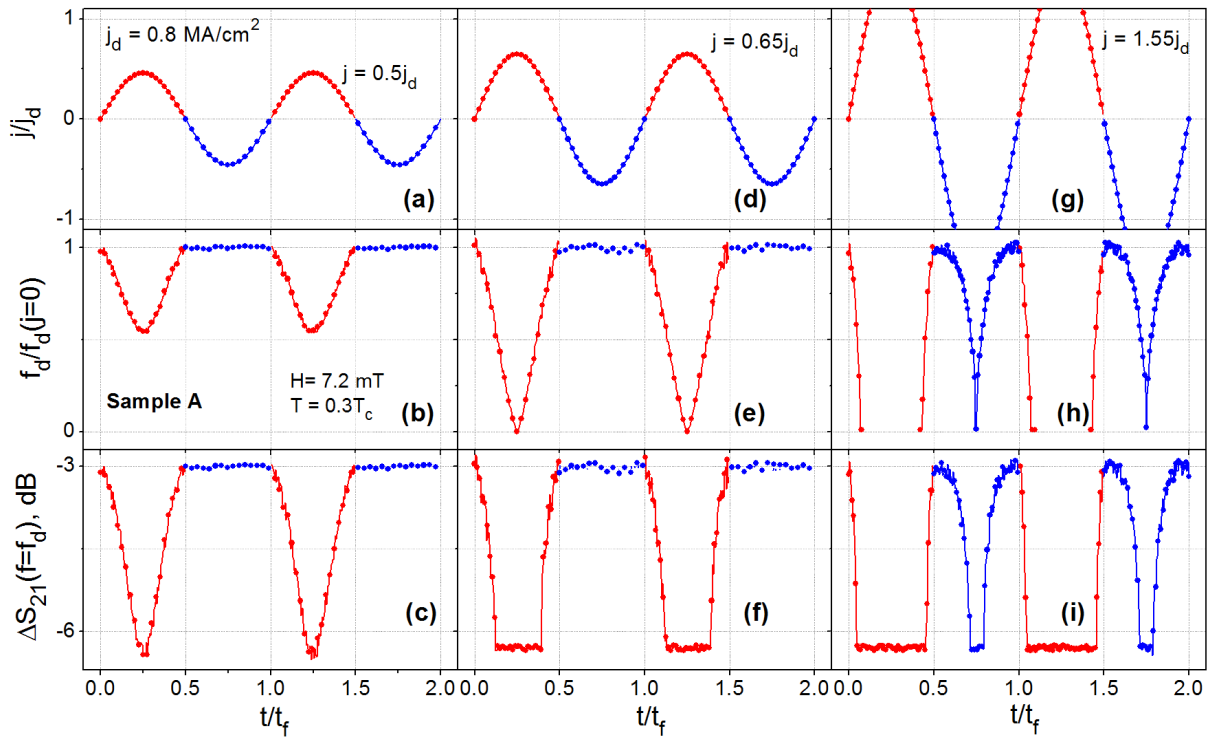


Рис. 8.8. Модуляція втрат потужності високочастотного сигналу у мікросмузці А при  $H = 7.2$  мТ,  $T = 0.3T_c$  і потужності високочастотного сигналу  $P = -20$  дБм. Квазістатичний змінний струм (3 Гц) у субкритичному (а), критичному (d) і закритичному (g) режимі призводить до зменшення частоти депінінгу [панелі (b), (e), і (h) відповідно] і поглинання потужності струму на частоті 3.02 ГГц завдяки вихорам  $\Delta S_{21}(f = f_d(j = 0))$  [панелі (c), (f) і (i) відповідно]. Прямокутні “зрізи” на панелях (f) і (i) відповідають максимальній потужності, яка поглинається у режимі течії потоку. го схилу потенціалу пінінгу на рис. 8.8(i) відносні втрати високочастотного сигналу  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$  мають риси обох двох попередніх режимів для позитивної і негативної напівхвилі. Відповідно, мікросмузка А демонструє ознаки *синтезатора форми імпульсів*, принцип функціонування якого буде пояснено за результатами контрольного експерименту на стор. 203.

Кількісно, для адіабатичного струму  $j = j \cos 2\pi t/t_f$  і виразу (8.1) для співвідношення між втратами високочастотного сигналу і частотою депінінгу залежності  $\Delta S_{21}(t, f = f_d)$  від часу зменшення частоти депінінгу для обох гілок ВАХів на рис. 8.6 для зразка S можна апроксимувати наступним виразом:

$$f_d/f_d(j = 0) = [1 - (j/j_d)^2]^{1/2}, \quad |j| < |j_d|. \quad (8.4)$$

Водночас, для розлогого схилу асиметричного потенціалу у зразку А (позитивна гілка на рис. 8.6), який “зондується” протягом позитивної напівхвилі змінного струму, апроксимація має вигляд

$$f_d/f_d(j=0) = [1 - (j/j_d)^{3/2}]^{2/3}, \quad 0 < j < j_d^+, \quad (8.5)$$

тоді як для крутого схилу асиметричного потенціалу у зразку А (негативна гілка на рис. 8.6), який “зондується” протягом негативної напівхвилі змінного струму, ця залежність є

$$f_d/f_d(j=0) = [1 - (j/j_d)^4]^{1/4}, \quad -j_d^- < -j < 0. \quad (8.6)$$

Залежності (8.4)–(8.6) дозволяють *аналітично описати модуляцію втрат потужності квазістатичним струмом.*

#### 8.4.4. Синтез квантованих рівнів поглинання потужності

Нарешті, для перевірки ідеї синтезу імпульсів розглянемо втрати потужності високочастотного сигналу у контрольному експерименті при його проходженні крізь зразки S і А послідовно. Для визначеності, квазістатичний змінний струм  $I$  прикладається з амплітудою 50 мА, що з врахуванням товщини зразка відповідає густині амплітуди змінного струму 0.48 МА/см<sup>2</sup> для зразка А і 0.83 МА/см<sup>2</sup> для зразка S. Зазначимо, що  $j = 0.48 \text{ МА/см}^2 \simeq 0.52 \text{ МА/см}^2 = j_d^+$  для зразка А і  $j = 0.83 \text{ МА/см}^2 \simeq 0.75 \text{ МА/см}^2 = j_d$  для зразка S. Відповідно, сумарні втрати сигналу на рис. 8.9 містять три різних рівня втрат потужності, при чому проміжний рівень являє собою наслідок комбінації дисипативного стану мікросмужки S і слабо дисипативного стану мікросмужки А. Це може бути зрозуміло як результат додавання індивідуальних втрат потужності у зразках S і А за допомогою панелей (f) на рис. 8.7 і 8.8 відповідно.

У підсумку, у даній главі були досліджені часові залежності втрат потужності високочастотного струму  $\Delta S_{21}(t)$  завдяки абрикосівським вихорам у мікросмужках ніобію з симетричними та асиметричними наноканавками у присутності квазістатичного змінного струму. Для обох зразків залежності  $\Delta S_{21}(t)$  зазнають модуляцію у залежності від робочої точки на ВАХ, тобто у залежності від амплітуди змінного струму. Для зразка з симетричними канавками збільшення амплітуди змінного

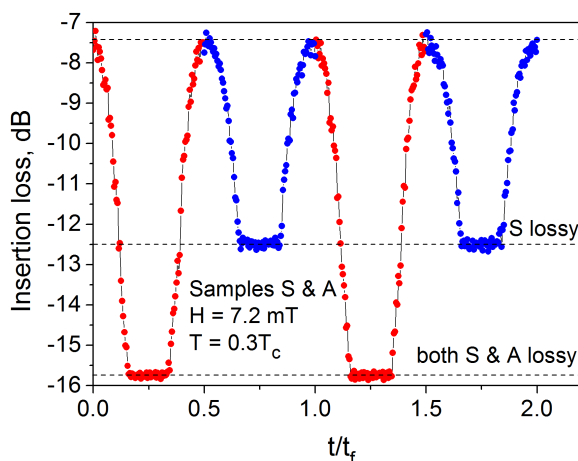


Рис. 8.9. Приклад синтезу трьох різних рівнів втрат потужності високочастотного сигналу при послідовному включенні зразків S і A у трансмісійну лінію при струмі  $I = 50$  мА, частоті  $f = 3.02$  ГГц і температурі  $T = 2.65$  К  $\approx 0.3T_c$ .

струму, ніж струм депінінгу, призводить до дисипативного стану із збільшеною тривалістю. Це пов'язано з кросовером у динаміці вихрового ансамблю до режиму течії потоку. Для зразка з асиметричними канавками, у залежності від співвідношення між амплітудою змінного струму і значення струму депінінгу для кожного з схилів потенціалу, модуляція прямого трансмісійного коефіцієнту  $\Delta S_{21}(t)$  супроводжується синус-трикутним і синус-прямокутним перетворенням форми імпульсу.

Залежності частоти депінінгу від постійного струму вдалося добре апроксимувати до виразів виду  $f/f_d = [1 - (j/j_d)^m]^n$ , де  $m$  і  $n$  доповідаються у формулах (8.4)–(8.6). Можливість синтезу довільних квантованих рівнів поглинання потужності було перевірено для послідовно включених зразків S і A, що свідчить про можливість поєднання більшої кількості різних наноструктур у *флюксонний метаматеріал*. Це спостереження важливе для розроблення більш складних абрикосівських флюксонних приладів, які можуть базуватися на мультирівневому поглинанні потужності. Нарешті, аналіз поглинання потужності проводився для двох несучих частот, які відповідають частотам депінінгу у зразках S і A і дорівнюють 5.72 ГГц і 3.02 ГГц відповідно за визначенням втрат сигналу за критерієм  $-3$  дБ. Проте, якщо більш глибока модуляція поглинання потужності є бажаною, то несучі частоти повинні бути обрані нижче (скажімо, в два-три рази), так що можна досягнути максимальну глибину модуляції близько 6 дБ.

## 8.5. Визначення координатної залежності потенціалу пінінгу

Залежності  $f_d(j/j_d)/f_d(j=0)$ , визначені з експериментальних даних, зображено на рис. 8.10(a)-(c). Тут  $f_d(j=0)$  — значення частоти депінінгу у відсутності постійного струму і  $j_d$  — густина струму депінінгу, визначена за критерієм 10 мкВ/см. Дані для постійних струмів позитивної полярності зображені суцільними символами, тоді як для негативної полярності — прозорими символами. Значення частоти депінінгу у відсутності постійного струму при  $T/T_c = 0.3$  і  $H = 7.2$  мТ дорівнюють 5.72 ГГц і 3.95 ГГц для зразків S і A1 відповідно. Густини струму депінінгу дорівнюють 0.75 МА/см<sup>2</sup> для обох гілок ВАХ для зразка S та 0.98 МА/см<sup>2</sup> і 0.68 МА/см<sup>2</sup> для крутого і розлогого схилів потенціалу у зразку A1. Більші похибки у визначенні  $f_d(j/j_d)/f_d(j=0)$  при близькритичних постійних струмах спричинено розмиттям кривих  $S_{21}(f)$  на рис. 8.3 і 8.4. Користуючись тим фактом, що для фундаментальної конфігурації збігу, коли міжвихорова взаємодія ефективно компенсується [8] і динаміка вихорів є когерентною, ансамбль вихорів можна розглядати як “поодинокий макровихор”, який рухається у середньому потенціалі пінінгу  $U(x, y)$ . Природно, що симетрія, форма та інтенсивність потенціалу  $U(x, y)$  сильно впливають на динаміку вихорів, і саме тому зменшення частоти депінінгу у присутності постійного струму містить інформацію про координатну залежність потенціалу пінінгу. У нашому експерименті, коли струм тече вздовж каналів потенціалу, ландшафт  $U(x, y)$  типу пральної дошки дозволяє розглядати залежність потенціалу тільки від координати  $x$  поперек канавок, оскільки обґрунтовано припускається, що  $U(y) = const$ .

Для аналізу зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму  $f_d(j/j_d)/f_d(j=0)$  при  $0.3T_c$  застосовується процедура визначення координатної залежності потенціалу пінінгу при нульовій температурі, яка викладалася у главі 4.5. У цій моделі кривизна потенціалу пінінгу  $U(x)/U_0$ , де  $U_0$  — максимальна глибина потенціальної ями, співвідноситься із зменшенням частоти депінінгу у присутності струму згідно з наступним виразом:

$$U(x/a)/U_0 = \int_0^{x/a} d(x_0/a) j(x_0/a)/j_d, \quad (8.7)$$

де  $x_0$  — рівноважна координата вихора у потенціалі пінінгу [див. рис. 4.10(с)] у присутності постійного струму  $j$ , поблизу якої вихор осцилює під дією змінного височастотного струму, а  $a$  — період потенціалу. У рівнянні (8.7) функція  $x_0(j/j_d)/a$  є оберненою функцією до функції  $j(x_0/a)/j_d$ , яка визначається як

$$x_0(j/j_d)/a = \int_0^{j/j_d} \frac{d(j'/j_d)}{f_d(j'/j_d)/f_d(j=0)}, \quad (8.8)$$

де залежність  $f_d(j/j_d)/f_d(j=0)$  визначається з апроксимацій експериментальних даних до виразів (8.4)–(8.6).

Як вже зазначалося наприкінці глави 8.4, експериментальні залежності  $f_d(j/j_d)/f_d(j=0)$  можна апроксимувати до виразу загальної форми

$$f_d(j/j_d)/f_d(j=0) = [1 - (j/j_d)^{k/l}]^{m/n} \quad (8.9)$$

з показниками  $k/l$  і  $m/n$  як підписано поблизу кривих на рис. 8.10(а)–(с). Після підстановки виразів (8.4)–(8.6) у рівняння (8.8) і (8.7) та обмеження розгляду тільки одного періоду потенціалу, координатна залежність потенціалу пінінгу у зразку S постає симетричною відносно вертикальної лінії при  $x/a = 0.5$  та апроксимується добре до виразу

$$U(x)/U_0 = [1 - \cos 2\pi x]/2, \quad (8.10)$$

тобто косинусоїдального потенціалу пінінгу.

Водночас, розрахована координатна залежність  $U(x)/U_0$  для зразка А є асиметричною відносно вертикальної лінії при  $x/a = 0.5$  (крива має максимум при  $x \approx 0.44$ ) і задовільно апроксимується виразом

$$U(x)/U_0 = [(1 - \cos 2\pi x) + 0.13(1 - \sin 4\pi x)/2]/2, \quad (8.11)$$

тобто асиметричним (ретчет) потенціалом пінінгу.

На рис. 8.10(б) і (с) також побудовані лінійні скани поперек канавок, виміряні в атомно-силовому мікроскопі для зразків S і А1 на довжині, що відповідає одному періоду потенціалу, як показано на рис. 8.10(а) і (б). Кожний скан в атомно-силовому мікроскопі є результатом усереднення 250 сканів, отриманих для вікна сканування з розмірами  $500 \times 500$  нм<sup>2</sup>. На рис. 8.10(д,е) можна бачити, що визначена координатна

залежність потенціалу пінінгу у зразку А достатньо добре відповідає координатній залежності реального профілю плівки, тоді як крива  $U(x)/U_0$  для зразка А, хоча і відтворює головні риси профілю якісно, більш розбігається з реальним профілем, який, у свою чергу, можна апроксимувати до виразу

$$\Delta d(x) = [(1 - \cos 2\pi x) + 0.56(1 - \cos 4\pi x)/2]/2. \quad (8.12)$$

Для перевірки, чи є метод визначення координатної залежності потенціалу  $U(x)$  насправді чутливим до асиметрії потенціалу пінінгу, було виготовлено контрольний зразок А2. Канавки у цьому зразку мають більш сильну асиметрію схилів, що було досягнуто моделюванням канавки як “драбини” з 5 сходинками у файл-шаблоні для фокусованого пучка іонів, рис. 8.10(с). ВАХ зразка А2 відзначається найбільш вираженою різницею у густинах струму депінінгу для розлогого і похилого схилів потенціалу,  $1.25 \text{ MA/cm}^2$  і  $0.52 \text{ MA/cm}^2$  відповідно. Частота депінінгу у відсутності постійного струму при  $T/T_c = 0.3$  і  $H = 7.2 \text{ мТ}$  для зразка А2 дорівнює  $2.7 \text{ ГГц}$ . Повторюючи кроки розрахунків для визначення координатної залежності потенціалу пінінгу для зразка А2, можна бачити, що залежність  $U(x)/U_0$  є найбільш асиметричною, з положенням максимуму при  $x \approx 0.32$ . Визначену залежність  $U(x)/U_0$  для зразка А2 можна добре апроксимувати до виразу

$$U(x)/U_0 = [(1 - \cos 2\pi x) + 0.5(1 - \sin 4\pi x)/2]/2, \quad (8.13)$$

у той час як і профіль, який було виміряно в атомно-силовому мікроскопі, можна добре апроксимувати до цього ж виразу.

У підсумку, у розділі було застосовано новий метод визначення координатної залежності потенціалу пінінгу з даних про поглинання потужності вихорами у надпровіднику у присутності постійного струму при низьких температурах. Наші експериментальні спостереження дозволяють зробити висновок, що процедура реконструкції координатної залежності потенціалу пінінгу чутлива до асиметрії потенціалу пінінгу. Зокрема, визначені залежності потенціалів  $U(x)$  типу пральної дошки виявили, що координатні залежності потенціалів, у своїх головних рисах відповідають поперечним профілям наноструктур, які було виміряно в атомно-силовому мікроскопі.

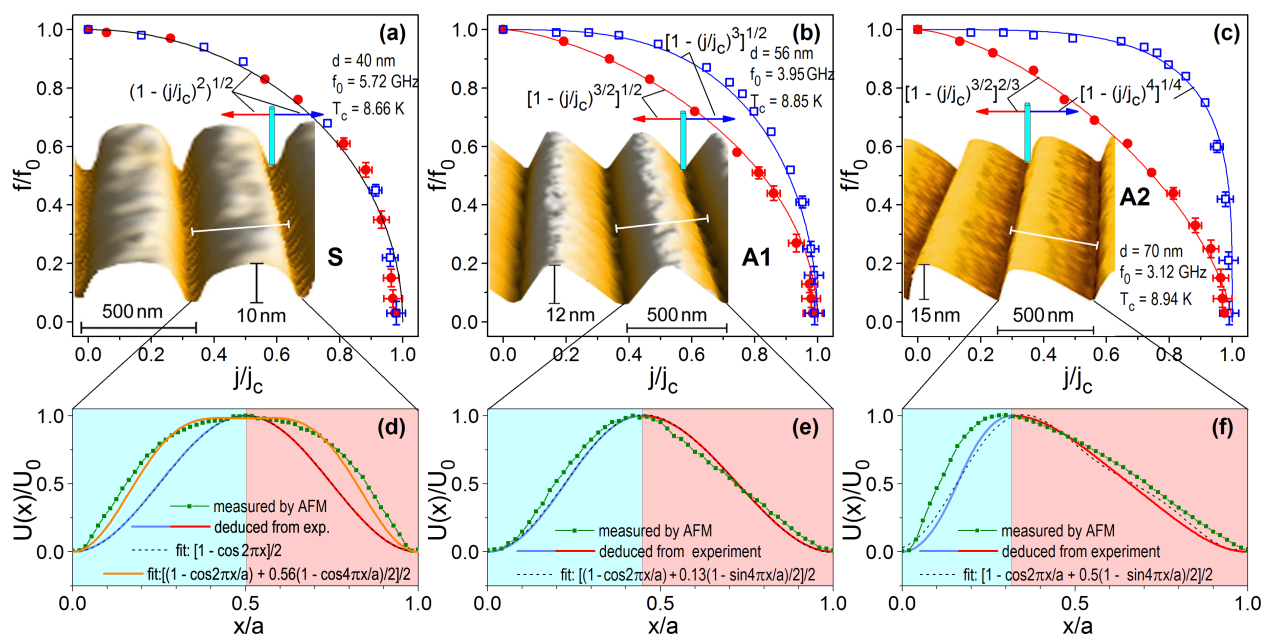


Рис. 8.10. (a)–(c) Зменшення частоти депінінгу при збільшенні постійного струму, як виявлено з експериментальних даних про частотні залежності поглинання потужності при  $T = 0.3T_c$  на рис. 8.3 і 8.4. Експериментальні дані для позитивної (суцільні кола) і негативної (прозорі квадрати) полярності постійного струму супроводжуються апроксимаціями (суцільні лінії) до виразів загального виду  $f_a/f_a(j = 0) = [1 - (j/j_a)^{k/l}]^{m/n}$  з показниками  $k, l, m, n$  як підписано поблизу до кривих. Вставки в (a)–(c): зображення відповідних наноструктур в атомно-силовому мікроскопі для зразків S, A і A2. Для кожної наноструктури зображено вихор (тільки один), як показано стовбчиком на дні канавки. По мірі зростання значення постійного струму середнє положення осциляцій вихора під дією високочастотного струму при позитивній полярності зсувається для “зондування” розлогого схилу потенціалу (червона стрілка). Крутий схил потенціалу “зондується” (синя стрілка) у присутності постійного струму негативної полярності. Потенціали пінінгу, розраховані за рівняннями (8.8) і (8.7) (суцільні лінії) побудовано поруч з апроксимаціями (риски) до виразів, підписаних на панелях (d)–(f).

Важливо, що визначені залежності  $U(x)$  дозволяють розглядати асиметричні потенціали виду  $U(x)/U_0 = [(1 - \cos 2\pi x) + e(1 - \sin 4\pi x)/2]/2$  з  $e = 0.13$  і  $e = 0.5$  як акуратні моделі для опису резистивних властивостей надпровідників з таким наноструктурами. Зокрема, виявилось, що модельний потенціал розділу 3 з  $e = 0.5$  добре відповідає асиметричній пінінг-наноструктурі у зразку A2.

## 8.6. Висновки до розділу 8

У розділі було спостережено і пояснено серію нових ефектів, які спостерігаються у поглинанні потужності вихорами у надпровідних плівках з наноструктурами у присутності постійного струму. За результатами досліджень, викладених у розділі, можна зробити наступні висновки:

- Спостережено зменшення поглинання потужності високочастотного струму при полях збігу, коли ряди вихорів у пінінг-наноструктурі геометрично співпадають з каналами потенціалу пінінгу. Ефект є найбільш вираженим для фундаментальної конфігурації вихорів відносно ландшафту пінінгу.
- Досліджено вплив постійного струму на поглинання потужності у зразках з симетричними та асиметричними наноканавками. Спостережено зменшення частоти депінінгу для зразків обох типу. Запропоновано і протестовано високочастотний фільтр низьких частот, частоту зрізу якого можна переналаштовувати не тільки величиною, а і полярністю постійного струму.
- Спостережено, що екстрапольоване значення частоти депінінгу при нульовій температурі у відсутності постійного струму і магнітного поля є обернено пропорційним товщині плівки.
- Досліджено ефект модуляції поглинання потужності високочастотного струму у присутності квазістатичного змінного струму. Спостережено перетворення форми імпульсу типу синус-трикутник і синус-прямокутник, передавальну функцію якого апроксимовано аналітично. Запропоновано метод синтезу квантованих станів з довільними рівнями поглинання потужності у флюксональному метаматеріалі як можливу основу для розробки флюксональних приладів.
- Із залежності частоти депінінгу від постійного струму визначено координатні залежності потенціалу пінінгу  $U(x)$  у плівках з симетричною та асиметричними наноструктурами. Криві  $U(x)$  корелюють добре з поперечними профілями наноструктур, визначеними в атомно-силовому мікроскопі. Цей метод може застосовуватися для неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках.



## РОЗДІЛ 9

### ДИНАМІКА ВИХОРИВ І ЕФЕКТ БЛИЗЬКОСТІ

#### У НАДПРОВІДНО-МАГНІТНИХ НАНОСТРУКТУРАХ

Осадження металів з газу-прекурсору під дією фокусованого пучка електронів (FEBID) стало можливим завдяки розвитку нанотехнологій в останні роки. Можливість виготовлення структур з вимірністю від нуля до трьох і латеральними розмірами від декількох десятків нанометрів при висоті від одного нанометру пояснюють важливість безмаскової технології FEBID у створенні сенсорів, головок для запису інформації і візуалізації поверхонь (AFM). Академічний інтерес до цієї технології міститься в потенціалі створювати зразки для висвітлювання актуальних питань в області мікромагнетизму, спінтроніки і кореляційної фізики. Природно, що нашу увагу пригорнула можливість застосування FEBID для безмаскового осадження пінінг-наноструктур на поверхні ніобію і маніпулювання абрикосівськими вихорами. Водночас, експерименти з системою ніобій–кобальт торкнули питання щодо ефекту просторової близькості між надпровідником і феромагнетиком — системи, для якої на момент початку наших експериментів було відкрито [378] надпровідний ефект близькості далекої дії — так звану індуковану спін-триpletну надпровідність [379, 380]. Як було виявлено у наших експериментах, у стрічках кобальту, осаджених FEBID, ефект близькості далекої дії не спостерігається, проте ми виявили ефект близькості далекої дії у контрольній системі — полікристалічних нанодротах кобальту. Розроблення технології модифікації структурних і магнітних властивостей кобальту, осадженого за допомогою FEBID, мотивувалося двома обставинами. По-перше, змішаний стан у режимі надпровідності, індукованої ефектом близькості, являє собою цікавий новий стан матерії [381], який експериментально ще не досліджувався. По-друге, можливість синтезувати квантовані рівні поглинання потужності у флуксонних метаматеріалах, як було показано у попередньому розділі, здається перспективним і для модифікації магнітних властивостей наноструктури, яка у свою чергу може розглядатися у майбутньому як магнонний метаматеріал [382].

Відповідно, у розділі викладаються експериментальні результати досліджень за трьома напрямками. По-перше, досліджується магніторезистивний відгук плівок ніобію, які декоровані наносмужками кобальту. Зокрема, обговорюється анізотропія повного магнітоопору і критичного струму, що свідчить про гайдінг вихорів і про те, що у такій системі можна очікувати більшість ефектів, які спостерігалися у розділах 6 – 8. По-друге, доповідається надпровідний ефект близькості далекої дії для полікристалічних нанодротів кобальту у контакті з надпровідним вольфрамом і його відмінності від “звичайного” ефекту близькості у гетероструктурах діаманетик-надпровідник. По-третє, доповідається оригінальна технологія модифікації структурних і магнітних властивостей FEBID-кобальтових наноструктур. Результати цього розділу оприлюднені у журнальних статтях [23, 25, 27, 37, 38, 45, 425] і матеріалах конференцій [52, 58, 68].

### 9.1. Динаміка вихорів у плівках ніобію з наносмужками кобальту

Експериментальними зразками є дві плівки ніобію з товщинами 52 нм і 54 нм (зразок I і II відповідно) з наносмужками кобальту, які розташовані періодично на їх поверхні. На рис. 9.1 проілюстровано стадії виготовлення зразків. У плівках витравлювалися восьмиконтактні містки для так званої геометрії струму, що обертався. У цій геометрії вектор повного струму  $|I| = (I_x^2 + I_y^2)^{1/2}$  прикладається під кутом  $\alpha$  відносно напрямку наносмужок кобальту. Фізичними величинами, що аналізуються, є компоненти магнітоопору  $R_x$  і  $R_y$ , за допомогою яких можна аналізувати полярну діаграму повного магнітоопору  $R(B, \alpha) = (R_x^2 + R_y^2)^{1/2}$ . Така геометрія дозволяє досліджувати рух вихорів для довільного  $\alpha$  в одному й тому самому зразку.

Після фотолітографічного формування восьмиконтактних містків (рис. 9.2) наносмужки осаджували з прекурсором  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$  під дією пучка електронів (FEBID) в електронному мікроскопі у внутрішній частині містка у місці перетину контактів. Елементний склад осаджених смужок досліджувався за допомогою енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії (EDX). Смужки складаються з металевого  $\text{Co}$  ( $\approx 85$  ат.%) з домішками  $\text{O}$  ( $\approx 9$  ат.%) і  $\text{C}$  ( $\approx 6$  ат.%), які осіли також у результаті дисо-

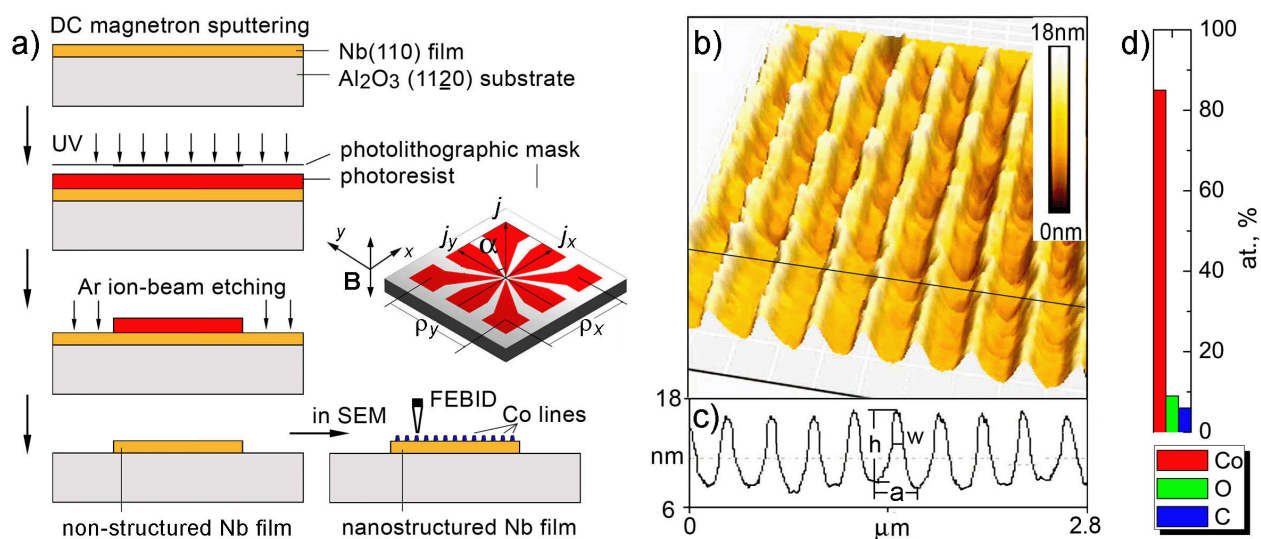


Рис. 9.1. (а) Кроки виготовлення плівок ніобію з наноструктурами у формі наносмужок кобальту, які осаджували з газу-прекурсору  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$  під дією пучка електронів (FEBID) в електронному мікроскопі. (б) Зображення наноструктури в атомно-силовому мікроскопі (AFM). (с) Лінійні скани з зображення в AFM, як показано, з  $h = 8 \text{ нм}$ ,  $w = 50 \text{ нм}$  і  $a = 300 \text{ нм}$ , які позначають висоту наносмужок, ширину наносмужок і період наноструктури відповідно. (д) Елементний склад у наноструктурі (параметри EDX: 20 КВ/ 2.4 нА).

ціації газу-прекурсору. Зображення наноструктури в атомно-силовому мікроскопі (AFM) підтверджують високу періодичність пінінг-наноструктури та її відповідність структурі, яку було запрограмовано у файл-макеті.

Протягом усіх вимірювань магнітне поле  $B$  було орієнтовано перпендикулярно до площини плівки, а стабільність температури була кращою ніж 5 мК. Вимірювання проводилися при малому постійному транспортному струмі. Температури переходів у надпровідний стан для зразків I і II у відсутності магнітного поля дорівнюють  $T_c = 8.15 \text{ К}$  і  $8.22 \text{ К}$  відповідно, рис. 9.3(а). Ці значення трохи нижчі, ніж критичні температури плівок до осадження наносмужок кобальту, для яких вони дорівнювали  $T_c = 7.92 \text{ К}$  і  $T_c = 8.15 \text{ К}$  відповідно. Ширина надпровідних переходів за критерієм половини опору між його 10% і 90% значеннями у нормальному стані сягає  $< 0.1 \text{ К}$ . Відношення опорів при кімнатній температурі і 10 К для неструктурованих плівок дорівнювали  $R_{300\text{К}}/R_{10\text{К}} = 5$  і 6 відповідно, у той час як після осадження кобальту —  $R_{300\text{К}}/R_{10\text{К}} = 4.5$  і 5 відповідно.

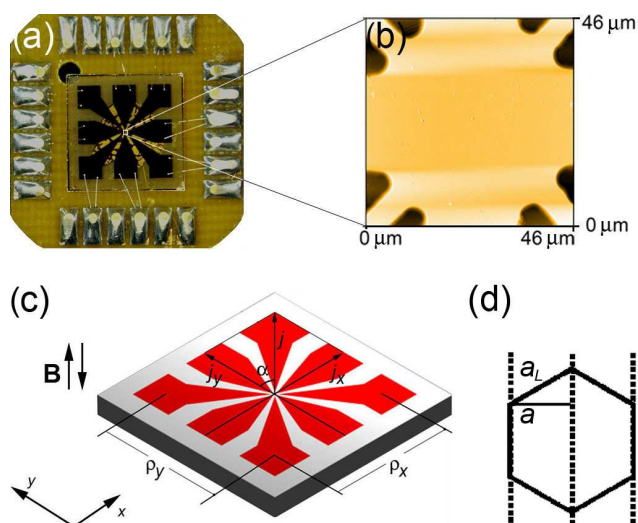


Рис. 9.2. (а) Плівка ніобію з літографічно сформованими електричними контактами для резистивних вимірювань на чипі-носії. (b) Зображення внутрішньої частини перетину контактів у AFM. Система періодично розташованих і паралельно направлених наносмужок кобальту знаходиться у внутрішньому регіоні з розмірами  $46 \times 46$  мкм<sup>2</sup>. (c) Геометрія вимірювань: до зразка одночасно прикладаються дві компоненти струму  $I_x$  і  $I_y$ , і вимірюються дві компоненти опору  $R_x$  і  $R_y$  у магнітному полі, яке перпендикулярно поверхні зразка. Вісь  $y$  направлена вздовж напрямку наносмужок кобальту. Наносмужки кобальту створюють потенціал пінінгу типу пральної дошки для руху вихорів і найбільш інтенсивно пінінгують вихори при їх русі вздовж осі  $x$ . Компоненти струму  $I_x$  і  $I_y$  дозволяють пропускати вектор повного струму  $I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2}$  під довільним кутом  $\alpha$  відносно “каналів” потенціалу пінінгу. Компоненти магнітоопору зразка  $R_x$  і  $R_y$  дозволяють природно аналізувати полярну діаграму повного магнітоопору плівки  $R(\alpha) \equiv \sqrt{R_x^2 + R_y^2}$ . (d) Схема впорядкування вихорів у трикутній решітці з параметром  $a_\Delta = (2\Phi_0/B\sqrt{3})^{1/2}$  у наноструктурі з періодом  $a$ . Лінії позначають наносмужки кобальту.

### 9.1.1. Анізотропія критичного струму і магнітні поля збігу

Результати вимірювання полярної діаграми повного критичного струму  $j_c(T, \alpha)$  зображені на рис. 9.3(b). Дані представлені таким шляхом, що можна бачити, насамперед, кутовий розподіл температур, які відповідають падінню напруги за трьома критеріями напруженості електричного поля  $E = 1$  мкВ/см, 5 мкВ/см і 50 мкВ/см. Як випливає з рис. 9.3(b),  $j_c(\alpha)$  є спадною функцією кута  $\alpha$ , що є ознакою того, що

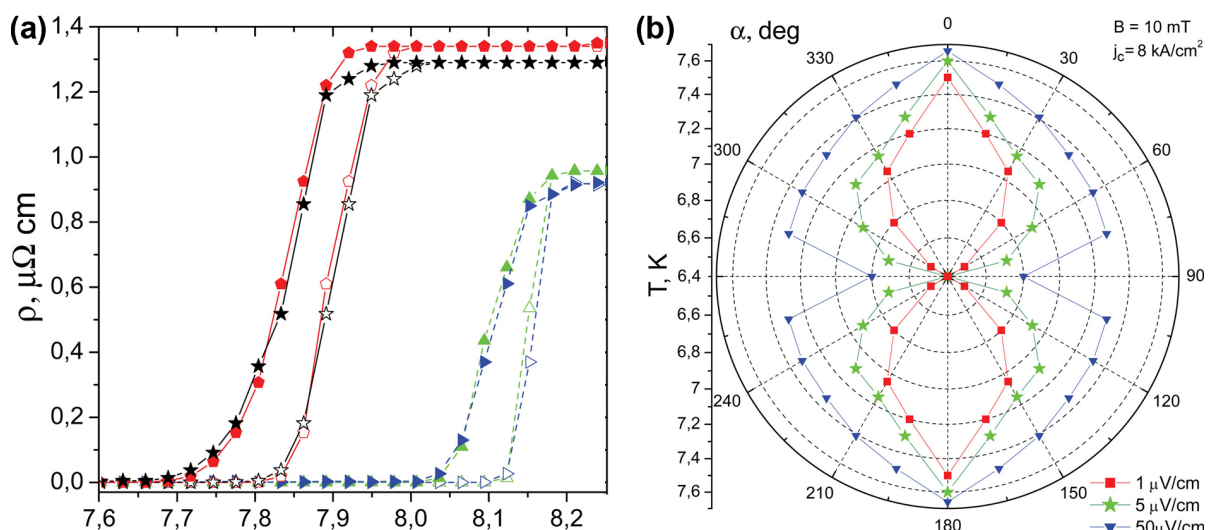


Рис. 9.3. (а) Надпровідний перехід неструктурованих плівок ніобію з товщинами 47 нм (—) і 52 нм (- -) при  $B = 0 \text{ мТ}$  (прозорі символи) і  $B = 10 \text{ мТ}$  (суцільні символи) для граничних випадків, коли струм прикладається під кутами  $\alpha = 0^\circ$  ( $\bullet$ ,  $\blacktriangle$ ) і  $\alpha = 90^\circ$  ( $\star$ ,  $\blacktriangleright$ ) відносно наноканавок. (б) Полярна діаграма критичного струму  $j_c(T, \alpha)$ , визначеного за трьома різними критеріями напруженості електричного поля.

вихорам легше рухатися вздовж каналів потенціалу пінінгу (вздовж смужок кобальту), ніж долати їх бар'єри. Збільшення критерію для визначення  $j_c$  не змінює форму кривих якісно, а тільки зсуває криві у бік вищих температур кількісно. Різниця між  $T$  для кутів  $\alpha = 0$  і  $\alpha = \pi/2$  для усіх кривих залишається близько 1 К.

На рис. 9.4 зображено залежність повного магнітоопору  $R(B, \alpha) = (R_x^2 + R_y^2)^{1/2}$  зразка ( $a = 400 \text{ нм}$ ,  $w = 50 \text{ нм}$ ) від магнітного поля. Криві на рис. 9.4 демонструють декілька цікавих особливостей. По-перше, зі збільшенням кута  $\alpha$  від  $0^\circ$  до  $90^\circ$  надпровідний перехід зсувається у напрямку менших магнітних полів. Це є прямою ознакою направленого руху вихорів. По-друге, криві  $\rho(B)$  демонструють мінімуми при 11.2 мТ і 14.9 мТ. Для трикутної решітки вихорів з параметром  $a_\Delta = (2\Phi_0/B\sqrt{3})^{1/2}$  це відповідає впорядкуванню вихорів у 400 нм-періодичному ландшафті пінінгу як зображено справа на рис. 9.4. Мінімуми у кривих найсильніше виражені у випадку  $\alpha = 0^\circ$  (рух вихорів поперек наносмужок кобальту) і зникають для  $\alpha = 90^\circ$  (рух вихорів вздовж наносмужок кобальту). Поведінка кривих  $R(B)$  якісно не змінюється у досить широкому діапазоні слабких струмів.

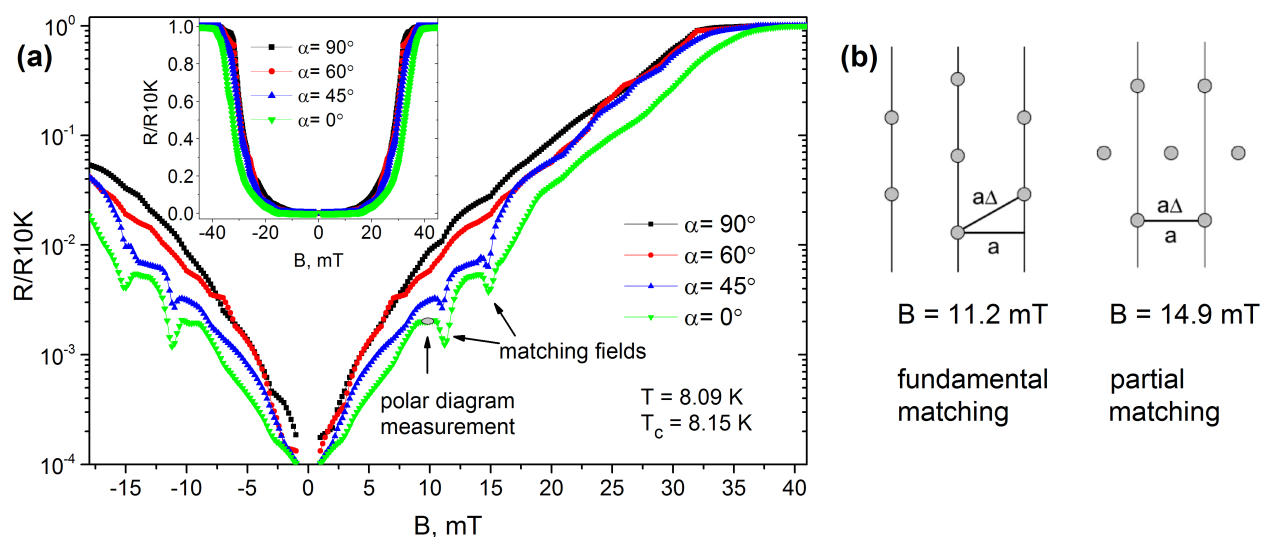


Рис. 9.4. (а) Зразок I ( $a = 400$  нм,  $w = 50$  нм). Залежність нормованого опору від магнітного поля  $R(B)$  при  $T = 0.99T_c$  для геометрії, коли малий транспортний струм прикладається під певними кутами  $\alpha$  по відношенню до наносмужок кобальту. Мінімуми у кривих  $R(B)$  позначені стрілками. На вставці зображено криві  $R(B)$  у лінійному масштабі. (б) Конфігурації вихорів відносно ландшафту пінінгу, що створюється наносмужками кобальту, для значень магнітних полів, при яких спостерігаються осідання електричного опору.

### 9.1.2. Анізотропія повного магніторезистивного відгуку

Полярна діаграма магнітоопору неструктурованих плівок у широкому діапазоні температур має вигляд кола, тобто є ізотропною. Зовсім інша ситуація спостерігається після осадження кобальту на ті ж самі містки. Зазначаючи наперед, що ефект, який спостерігається, є однаковим для обох плівок, кутову залежність полярної діаграми розглянемо тільки для плівки II. Для наноструктурованих плівок ізотропний відгук спостерігається тільки для температур дуже близьких до критичної, див. криву для  $T = 8.1$  К на рис. 9.5. При нижчих температурах криві мають форму еліпсу, що свідчить про анізотропію магнітоопору. При збільшенні температури відбувається поступовий кросовер від анізотропного до ізотропного відгуку.

Розглянемо полярну діаграму повного магнітоопору на рис. 9.5 у температурному діапазоні від 7.00 К до 8.10 К детально. Ізотропний відгук при високих температурах можна пояснити домінуванням дифузійної моди у русі вихорів. При низьких

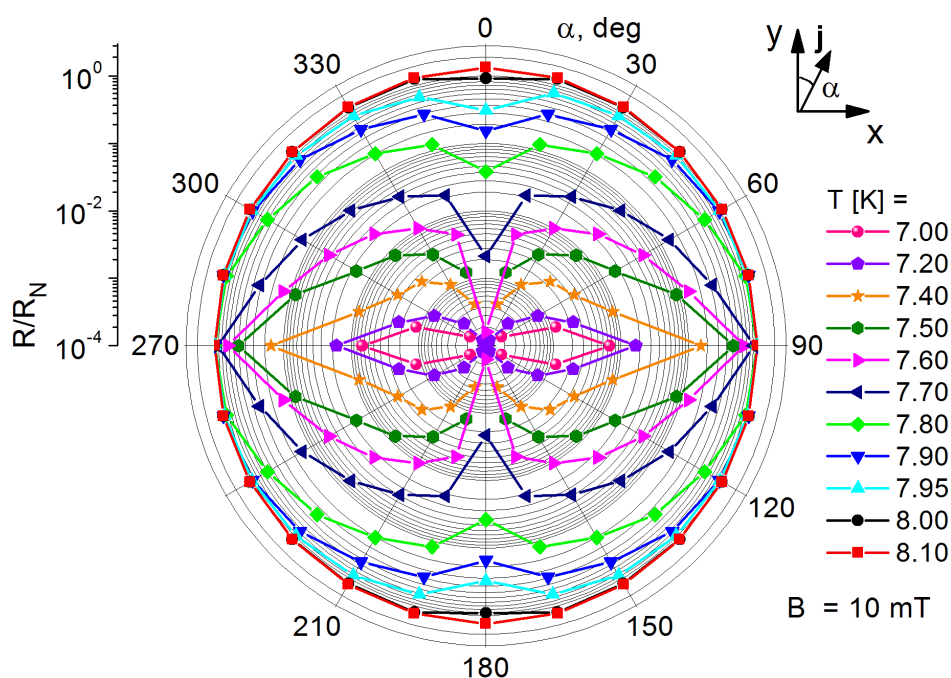


Рис. 9.5. Полярна діаграма абсолютного значення повного опору  $R(T, \alpha) \equiv \sqrt{R_x^2 + R_y^2}$  при обертанні транспортного струму  $I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2}$  відносно напрямку наносмужок кобальту для ряду температур.

температурах криві приймають форму вісімки з максимумом опору у випадку, коли транспортний струм прикладається під кутом  $90^\circ$  відносно наносмужок кобальту. Подібні залежності спостерігалися Пасторізою з співавторами [141] при вимірюванні полярної діаграми повного магнітоопору у кристалах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  і Сорокою з співавторами [155] у тонких плівках ніобію на фасетованих сапфірових підкладках. В обох випадках така форма анізотропного магнітоопору спричинялася направленим рухом вихорів, який є характерною ознакою динаміки вихорів в анізотропному потенціалі пінінгу. З урахуванням того, що при низьких температурах динаміка вихорів відбувається у присутності планарного пінінгу завдяки наносмужкам кобальту, зміну форми кривих по мірі зростання температури можна пояснити наступним чином. Оскільки сила Лоренца направлена перпендикулярно до напрямку транспортного струму, то випадок, коли струм орієнтований під кутом  $90^\circ$  до наносмужок кобальту відповідає ситуації, коли вихори рухаються вздовж них, тоді як геометрія  $0^\circ$  відповідає руху вихорів поперек наносмужок. Експериментально спостережені максимум опору при  $90^\circ$  і мінімум при  $0^\circ$  свідчать про те, що при низьких



температурах вихори легше рухаються вздовж каналів пінінгу, ніж долають їх бар'єри. Оскільки більш швидкий рух відповідає більш високому рівню дисипації, форма вісімки з максимумом при  $90^\circ$  є прямою ознакою гайдінг-ефекту. Таким чином, можна стверджувати, що наносмужки кобальту створюють потенціал пінінгу типу пральної дошки, у якому можна спостерігати яскравий направлений рух вихорів.

Головною вадою восьмиконтактної геометрії, у якій проводилися вимірювання на рис. 9.5, є неоднорідність розподілу струму у площині зразка, який “затікає” у контакти [383]. Завдяки цьому кількісний аналіз резистивного відгуку у такій геометрії майже неможливий, хоча сама геометрія є дуже привабливою для перевірки ефективності анізотропії ландшафтів пінінгу, оскільки струм може прикладатися під довільними кутами до вісі анізотропії в одному зразку, а сама наноструктура може застосовуватися в якості *флюксонного вентиля*. Водночас, оскільки ефект направленого руху вихорів (гайдінг вихорів) у плівках ніобію з наносмужками кобальту є яскраво вираженим, можна виходити з того, що і подальші ефекти, які пов'язані з анізотропією та асиметрією пінінг-структури і розглядалися у розділах 6 – 8, можуть принципово очікуватися.

Тоді як дослідження високочастотного відгуку плівок ніобію з наносмужками кобальту будуть проводитися у найближчі роки, у наступних двох главах доповідяються інші ефекти у цій системі, які хоча безпосередньо і не пов'язані з динамікою вихорів у присутності потенціалу пінінгу типу пральної дошки, але є важливими для створення експериментальних зразків для досліджень, зокрема, вихрового стану [381] у режимі надпровідності, індукованої ефектом близькості [379, 380].

## **9.2. Ефект близькості у нанорозмірних гетероструктурах**

### **9.2.1. Мотивація і постановка експерименту**

Електричний опір являє собою головну причину генерації джоулевого тепла і скінченних часів зарядження в інтегральних схемах. Саме тому зменшення опору є потрібним для енергоефективних і швидкодіючих електронних приладів. Розвиток безмаскових методик виготовлення наноструктур за допомогою фокусованих пучків



іонів та електронів дозволяє суттєву мініатюризацію інтегральних схем і, отже, застосування нанопровідників в електронних приладах, у тому числі надпровідних [384, 385]. Серед специфічних явищ, які спостерігаються у надпровідних нанодрогах, можна зазначити термоактивовані [386, 387] і квантові [386, 388] проковзування фази [389], мініщільовий стан [390] і надпровідний ефект просторової близькості [391, 392], який розглядається у даній главі.

Хоча ефект близькості має місце у будь-якому елементі електричного кола, який контактує з надпровідним (S) регіоном, його просторовий масштаб залежить від того, з якого матеріалу вироблено ненадпровідну частину. Наприклад, на границі надпровідник-нормальний метал (S/N) куперівські пари проникають у N, так що матеріал стає надпровідним на довжині  $\xi_N \simeq 1$  мкм [379, 391]. Інша ситуація має місце, коли надпровідник є під'єднаним не до N, а до феромагнетика (F) [391]. У переважній більшості надпровідників хвильова функція куперівської пари є синглетною, оскільки куперівська пара складається з двох електронів з протилежними спінами. Природно, обмінне поле  $h_{ex}$  у F намагається зорієнтувати обидва спіни в одному напрямку. Це призводить до ефекту розпарювання і спричиняє швидке осцилююче загасання надпровідного параметру порядку у F на масштабі  $\xi_F$ . Цей ефект є ефектом короткої дії з спин-синглетною довжиною близькості  $\xi_F \simeq 1$  нм, що спостерігається в експериментах [393, 394]. Проте, за певних умов, надпровідність не обов'язково пригнічується магнетизмом, оскільки присутність F може призводити до триплетного надпровідного парування [379, 380, 395].

У триплетному стані куперівська пара складається з двох електронів з колінеарними спінами, що робить її стійкою по відношенню до обмінного поля [379, 380, 395]. Як було показано Берджеретом з співавторами [399], для генерації спин-триплетних куперівських пар у S/F системах достатньо локальної неоднородності магнетизації поблизу S/F контакту. Неоднорідність в обмінному полі може бути як внутрішньою у F (наприклад, домени) і, отже регульованою за допомогою зовнішнього поля, так і спричиненою неоднородністю матеріалу у результаті експериментальних маніпуляцій з зразком, таких як, наприклад, виготовлення контактів

[380]. Пошук експериментальних систем з спін-триплетним ефектом близькості далекої дії мотивується можливістю комбінування надпровідних струмів у S з станом спінів у F, що важливо для спінтроніки [395, 396], зокрема надпровідної [397, 398].

На початок досліджень, результати яких викладаються у даній главі, спін-триплетний ефект далекої дії спостерігався експериментально у багатошарових гетероструктурах [400–402], структурах у формі похилих площин [403], джозефсонівських переходах [404, 405] і більш складних геометріях [406–410]. Водночас, існувала лише одна робота Ванга з співпрацівниками [378], у якій доповідався ефект близькості далекої дії у *феромагнітних нанодротах*. У цій роботі [378], нанодроти з кобальту були *монокристалічні*, і дріт з діаметром 40 нм переходив у надпровідний стан на довжині щонайменше 600 нм.

У наступній главі доповідається експериментальне спостереження надпровідного ефекту близькості далекої дії у феромагнітних полікристалічних кобальтових нанодротах у контакті з надпровідним вольфрамом і його порівняння зі “звичайним” спін-синглетним ефектом у монокристалічних нанодротах міді. Цікаво, що у кобальті, осадженому за допомогою FEBID згідно з стандартним процесом, зменшення електричного опору завдяки ефекту близькості не спостерігається. Водночас, комбінація процесу FEBID з пост-обробкою зразків дозволяє модифікувати структурні і магнітні властивості кобальту, осадженого за допомогою FEBID, що дозволяє сподіватися на стимуляцію ефекту близькості далекої дії у таких наноструктурах. В свою чергу, це дало би змогу застосувати FEBID-кобальтові структури в якості експериментальних зразків для дослідження вихорового стану матерії у режиму надпровідності, індукованої ефектом близькості, і вивчати динаміку вихорів у флюксонно-магнетонних метаматеріалах у режимі високих частот.

### 9.2.2. Ефект близькості у кобальті, міді і FEBID-кобальті

Об'єктами дослідження є полікристалічний кобальтовий нанодріт і монокристалічний мідний нанодріт, які виготовлені за допомогою електрохімічного осадження, а також один кобальтовий нанодріт, осаджений під дією фокусованого пучка

електронів (FEBID). Зразки позначаються Co-NW, Cu-NW і Co-FEBID відповідно. Надпровідник у контакті з нанодротом, а також струмові і потенціальні контакти виготовлялися за допомогою осадження металів під дією фокусованого пучка іонів (FIBID). Елементний склад у всіх зразках і допоміжних контактах контролювався за допомогою енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії (EDX) у скануючому електронному мікроскопі (SEM). Структурні характеристики зразків і допоміжних електродів (контактів) наведені у таблиці 9.1.

Циліндричні мідні і кобальтові нанодроти вирощувалися у полікарбонатних шаблонах [411], товщина яких 60 мкм визначала максимально можливу довжину нанодротів. Нанодроти заповнювали пори, які були створені при бомбардуванні шаблонів важкими іонами і після того вищавлені до 275-380 нм у діаметрі [411, 412]. Мікроструктура нанодротів у полікарбонатному шаблоні досліджувалася за допомогою дифракції рентгенівського випромінювання. Було встановлено, що мідь має кристалографічну орієнтацію (110) вздовж вісі нанодрота, тоді як кобальт є полікристалічним, при чому два піки від оксидів  $\text{Co}_3\text{O}_4$  спостерігаються у дифрактограмі [37]. Уширення піків від  $\text{Co}_3\text{O}_4$  у дифрактограмі аналізувалося на основі рівняння Шерера і дозволило зробити оцінку 5-10 нм для товщини окисленого шару і розміру кристаликів  $\text{Co}_3\text{O}_4$ . Після рентгеноструктурних вимірювань нанодроти були звільнені з шаблонів шляхом розчинення останніх у діхлорметані.

Для контактування поодиноких нанодротів застосовувалися Si(100)/ $\text{SiO}_2$  підкладки з Cr/Au контактами з товщиною 3/100 нм, виготовленими за допомогою фотолітографії. Маленьку краплю діхлорметану з розчином нанодротів наносили на підкладку, яку після висихання монтували у SEM. У SEM вдавалося розпізнати ін-

Зразок/ контакт	Розміри, нм $\varnothing$ або $w \times d$	Струм, мкА	$L_1$ , мкм	$L_2$ , мкм	$L_3$ , мкм	Вміст ме- талу, ат. %	O, ат. %	C, ат. %	Ga, ат. %
Co-NW	$\varnothing 280$	0.1	3.8	7.2	12	59	41	0	0
Cu-NW	$\varnothing 275$	1	2.2	4.6	9	95	5	0	0
Co-FEBID	$155 \times 255$	0.5	2.1	4.8	7.5	71	14	15	0
W-FIBID	$150 \times 200$	×	×	×	×	47	8	30	15
Pt-FIBID	$150 \times 180$	×	×	×	×	32	5	53	10

Таблиця 9.1. Структурні характеристики нанодротів (Co-NW, Cu-NW, Co-FEBID) і допоміжних електродів (контактів).  $w$ : ширина;  $d$ : товщина.

дивідуальні кристалики з розмірами 200–400 нм. Аналіз елементного складу за допомогою EDX у кобальтових нанодротах підтверджує присутність оксиду, що також відомо з робіт інших авторів [413–415]. А саме, шар  $\text{Co}_3\text{O}_4$  з товщиною 5–10 нм знаходиться у границь окремих кристаликів Co і визначає відносно великий опір зразка Co-NW.

FIBID вольфраму застосовувався для створення надпровідного електроду. Осаджений за допомогою FIBID, вольфрам являє собою аморфний надпровідник [416] з домішками вуглецю і галію, див. таблицю 9.1, у якій наведений елементний склад зразків і допоміжних електродів. Такий вольфрам має критичну температуру  $T_c = 4.8 \div 5.2$  К, яка залежить від параметрів осадження [417] (для порівняння  $T_c \approx 0.012$  К для масивного вольфраму). У нашій роботі вживався прекурсор  $\text{W}(\text{CO})_6$ , параметри фокусованого пучка іонів були 30 кВ/10 пА, пітч дорівнював 18 нм, час затримки пучка був 200 нс і тиск у камері мікроскопа протягом осадження дорівнював  $1.8 \times 10^{-5}$  мбар. При таких параметрах пучка іонів осаджені структури з вольфраму характеризуються  $T_c$  близько 5.2 К, яка майже не залежить від товщини структури при товщині  $50 \div 300$  нм і струмах процесу  $1 \div 30$  пА [417].

FIBID платіни застосовувався для виготовлення струмових і потенціальних контактів. Осадження відбувалося з прекурсору  $(\text{CH}_3)_3\text{Pt}(\text{CpCH}_3)$  з параметрами пучка 30 кВ/10 пА, пітч дорівнював 30 нм, час затримки дорівнював 200 нс і тиск у камері протягом процесу був  $1.2 \times 10^{-5}$  мбар. Відомо [418], що у структурах Pt-FIBID відбувається перехід типу метал-ізолятор при температурах рідкого гелію, якщо товщина структур стає менше 50 нм. Відповідно, у нашій роботі застосовувалися контакти Pt-FIBID з товщиною  $130 \div 230$  нм і шириною  $100 \div 200$  нм. Такі розміри надійно забезпечували вимогу, що електрична провідність контактів знаходяться у металевому режимі.

FEFIBID кобальту застосовувався для осадження мікросмужок кобальту з прекурсором  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$ . Параметри пучка були 3 кВ/90 пА, пітч був 5 нм, час затримки був 1 мкс і тиск був  $1.3 \times 10^{-5}$  мбар. Перед осадженням тиск у камері мікроскопу дорівнював  $7 \times 10^{-6}$  мбар. Вжиті були також заходи для запобігання спонтанної ди-

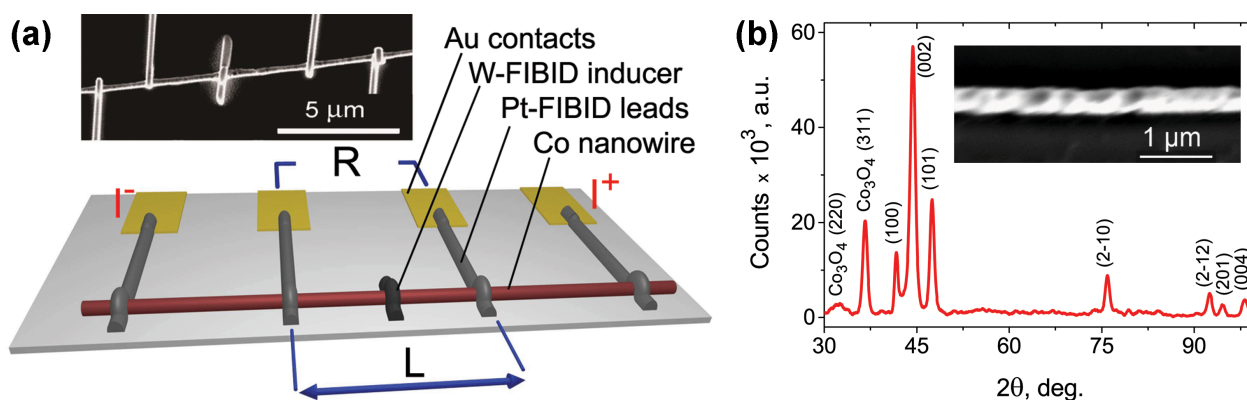


Рис. 9.6. (а) Геометрія резистивних вимірювань. Струмові і потенціальні контакти виготовлені з FIBID-платини, тоді як внутрішній електрод (індюсер) виготовлений з FIBID-вольфраму. Вставка: зображення нанодрота Co з допоміжними електродами для вимірювання напруги на відстані  $L = 7.2$  мкм. В експерименті для кожного зразка застосовувалися три пари контактів на відстанях, як наведено у таблиці 9.1. (б) Брегівська дифрактограма полікристалічних нанодротів Co у полімерному шаблоні. Максимуми відповідають гпу фазі Co і невеликому вмісту  $\text{Co}_3\text{O}_4$ . Вставка: на SEM-зображенні полікристалічного нанодрота з Co можна розпізнати окремі кристалики з розмірами  $200 \div 400$  нм.

соціації молекул прекурсорів та автокаталітичного осадження кобальту на підкладці [419]. Для цього замість підкладки Si/SiO<sub>2</sub> вживалися підкладки Si/SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. У файл-макеті прямокутна структура з кобальту була доповнена шістьма боковими контактами. Весь зразок осаджували у єдиному процесі осадження. Це було зроблено для того, щоб бокові контакти забезпечували електричний контакт до більш великих Pt-FIBID електродів, при осадженні яких безпосередньо на поверхню зразка лише останні би бомбардувалися пучком іонів. Зображення зразка Co-NW у SEM наведено на вставках рис. 9.6(a) і 9.6(b).

Електричний опір нанодротів кобальту вимірювали як функцію температури у стандартній чотирьохконтактній геометрії. Опір вимірювали у режимі заданого постійного струму 100 нА, що відповідало густині струму 162 А/см<sup>2</sup>. Електрична провідність нанодрота демонструє термоактивований характер. Питомий опір нанодрота при кімнатній температурі  $\rho_{295\text{K}} = 1771$  мкОмсм на два порядки більше, ніж літературне значення 5.8 мкОмсм для масивного Co [420]. Це велике значення

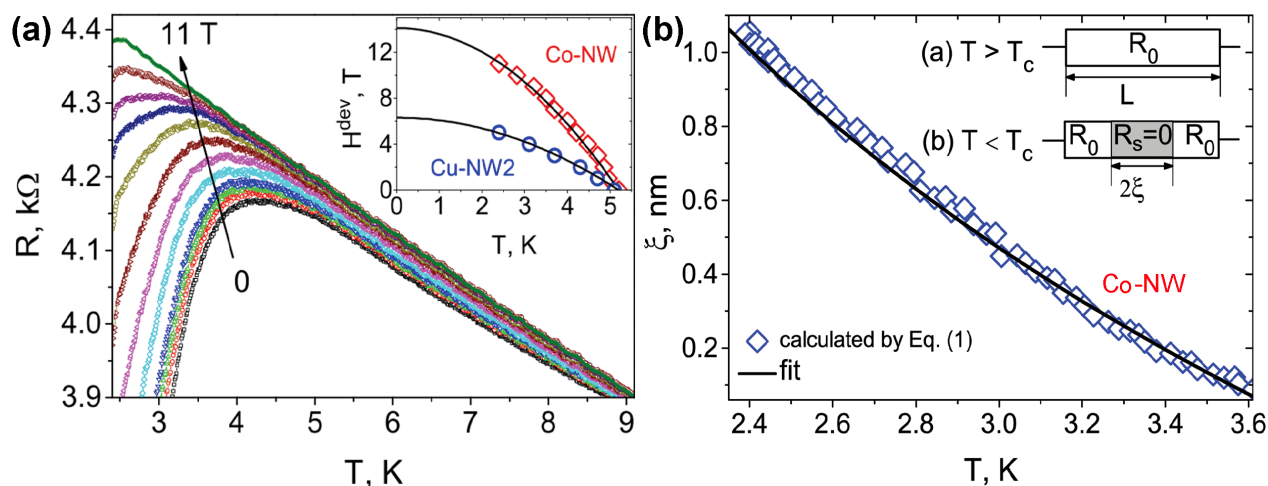


Рис. 9.7. (а) Температурна залежність опору  $R(T)$  нанодроту з полікристалічного кобальту для серії магнітних полів з шагом 1 Т. Вставка: Температурна залежність магнітного поля  $H^{\text{dev}}$ , при якому починається відхилення кривої від режиму слабкої локалізації на головній панелі. Суцільна лінія є апроксимацією до виразу (9.2) з  $H_c(0) = 14.1$  Т. (б) Температурна залежність довжини близькості у нанодроті з полікристалічного Со, як розраховано за виразом (9.1) згідно з моделлю, яка зображена у верхній частині графіка. У цій моделі при  $T > T_c$  (а) нанодріт моделюється як резистор  $R_0$ , тоді як при  $T < T_c$  (б) певна секція нанодроту переходить у надпровідний стан. Суцільна лінія є апроксимацією до виразу  $\xi(T) \propto \sqrt{1/T}$ .

питомого опору пояснюється внеском границь окремих кристаликів. Низькотемпературні резистивні дані представлені на рис. 9.7(а). Як впливає з рис. 9.7(а), надпровідний ефект близькості конкурує з слабкою локалізацією нижче 5.2 К, оскільки криві починають загинатися донизу від термоактивованого перебігу. При подальшому зменшенні температури відбувається 28% зменшення опору відносно значення при 5.2 К. Для аналізу зменшення опору  $R(T)$  застосовується модельна електрична схема, яка зображена на вставці рис. 9.7(б) і пояснюється у наступному абзаці.

У моделі розглядається нанодріт з довжиною  $L$  у контакті з надпровідним електродом, який розташований посередині нанодроту. У моделі припускається, що розподіл струму за поперечним зрізом нанодроту є однорідним і на нього не впливають ані потенціальні контакти з Pt, ані надпровідний електрод з W. При  $T > T_c$  нанодріт розглядається як резистор з опором у нормальному стані  $R_0$ , див. вставку

на рис. 9.7(b). На відміну від цього, при  $T < T_c$ , коли куперівські пари розповсюджуються від надпровідного електроду у нанодріт, скінченна частка нанодроту стає надпровідною. Природно, довжина надпровідної частки нанодроту дорівнює подвійній довжині близькості  $2\xi$ , оскільки куперівські пари розповсюджуються в обох напрямках від надпровідного електроду. Інша частина нанодроту з довжиною  $L - 2\xi$  знаходиться у нормальному стані з залишковим опором  $R_r = R_0(L - 2\xi)/L$ . Відповідно до модельної схеми на вставці рис. 9.7(b), сумарний опір обох часток нанодроту дорівнює  $R = R_0(L - 2\xi)/L + R_s(2\xi/L)$ , звідкіля надпровідна довжина близькості

$$\xi = L(R_0 - R)/2R_0. \quad (9.1)$$

Користуючись рівнянням (9.1) та експериментальними даними  $R(T)$ , можна розрахувати температурну залежність довжини близькості, яка зображена на рис. 9.7(b). Довжина близькості є спадною функцією температури, яку можна апроксимувати до залежності  $\xi(T) \propto \sqrt{1/T}$  у температурному діапазоні від 2.4 К до 3.6 К. Така залежність добре погоджується з теоретичним передбаченням [379] для температурної залежності надпровідної довжини близькості у дифузійному режимі. У температурному діапазоні від 3.6 К до 5.2 К апроксимація до цієї залежності не можлива завдяки кросоверу до режиму слабкої локалізації. Кількісно, довжина близькості на рис. 9.7(b) при 2.4 К дорівнює близько 1 мкм. Таке значення свідчить про те, що ефект близькості у нанодроті кобальту є ефектом *далекої дії*.

Підтвердження триплетної природи ефекту впливає з його залежності від магнітного поля у порівнянні з контрольною системою діаманетик/надпровідник. Магнітне поле було орієнтовано у площині підкладки під кутом  $67^\circ$  відносно вісі нанодроту. Такий кут був наслідком випадкової орієнтації нанодротів відносно заздалегідь сформованих електричних контактів. Результати вимірювань для нанодроту Co-NW наведені на рис. 9.7(a). Так, можна бачити, що при збільшенні магнітного поля положення максимуму  $R(T)$  зсувається у бік низьких температур, а ефект близькості є спроможним домінувати над слабкою локалізацією у магнітних полях до 11 Т. Встановлено, що дані про  $H^{\text{dev}}(T)$ , які отримували побудовою залежності значення поля від температури, при якій криві  $R(T)$  починають відхилятися від локалізацій-

ного перебігу, добре апроксимуються емпіричним законом

$$H^{\text{dev}}(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2], \quad (9.2)$$

де  $H_c(0) = 14.1 \text{ Т}$  — верхнє критичне поле і  $T_c = 5.2 \text{ К}$  — температура переходу до надпровідного стану індюсера. Залежність  $H^{\text{dev}}(T)$  з апроксимацією до виразу (9.2) зображена на вставці рис. 9.7(b). Для нанодроту з монокристалічної міді характерне значення надпровідної довжини близькості при 2.4 К дорівнює 200 нм. Несподівано, у межах експериментальної похибки, зменшення опору у FEBID-кобальті завдяки ефекту близькості *не спостерігається*, що мотивувало нас розробити технологію модифікації структурних і магнітних властивостей в осаджених кобальт-структурах, яку буде розглянуто у наступній главі.

Таким чином, можна зробити висновок, що зникнення надпровідності у полікристалічному кобальтовому нанодроті пов'язано не стільки з ефектами розпарювання у самому дроті, скільки з переходом W-індюсера у ненадпровідний стан. З порівняння залежності опору від магнітного поля для обох нанодротів можна зробити висновок, що спін-синглетний ефект надпровідної близькості пригнічується швидше, ніж очікується [379], що й спостерігається у мідному нанодроті Cu-NW на вставці рис. 9.7(a). Ця різниця пояснюється тим, що при спін-синглетному ефекті розпарювання відбувається як у спіновому, так і спін-орбітальному каналі, у той час як спіновий канал розпарювання не ефективний для спін-триплетної надпровідності [380]. Таким чином, можна зробити висновок, що у полікристалічному кобальті спостерігається ефект близькості далекої дії, який є значно менш чутливим до магнітного поля.

Тепер обговоримо, які ж саме мікроструктурні особливості нанодроту з полікристалічного кобальту дозволили спостерігати надпровідний ефект близькості далекої дії. Згідно з теоретичним передбаченням Берджерета і співпрацівників [399], ефект далекої дії потребує наявності магнітної неоднорідності у зразку. Що ж саме є джерелом чи джерелами такої неоднорідності у даному експерименті? Розглянемо чотири можливі джерела магнітної неоднорідності у нанодроті Co-NW, які можуть бути категоризовані як ті, що спричинені полікристалічною мікроструктурою,



і ті, що спричинені застосуванням FIBID. Розглянемо кожне джерело тепер більш детально.

(i) Нанодріт Co-NW має полікристалічну мікроструктуру, яку підтверджено як дифракцією рентгенівського випромінювання, так і спостережено візуально у SEM. Відповідно, мультідоменний стан з границями доменів у границь кристаликів є енергетично вигідним станом Co-NW у відсутності магнітного поля. У нанодротах Co з товщиною близько 200 нм намагніченість виходить на насичення у полях  $\simeq 1$  Т [421], що може бути грубою оцінкою для даного нанодроту з діаметром 280 нм.

(ii) Оскільки піки від  $\text{Co}_3\text{O}_4$  спостерігалися у рентгенівській дифрактограмі, можна стверджувати, що ці прошарки оксиду розташовані у границь індивідуальних кристаликів.  $\text{Co}_3\text{O}_4$  є сильним антиферромагнетиком, у якому намагніченість насичується у полях  $\simeq 10$  Т [422].

(iii) Протягом FIBID процесу іони галію (30 кВ) зупиняються у приповерхневому шарі нанодроту з товщиною близько 30 нм [423]. Бомбардування іонами Ga спричиняє аморфізацію, імплантацію і утворення вакансій у місці під'єднання допоміжних електродів. Це означає, що границі нанодріт-контакти і нанодріт-індусер характеризуються модифікованою магніто-кристалічною анізотропією, яка природно спричиняє неоднорідну намагніченість.

(iv) Протягом FIBID процесу може формуватися нова фаза CoPt  $L1_0$  [424, 425] у границь платинових контактів і кобальтового нанодроту. Ця  $L1_0$  фаза є жорстким ферромагнетиком з полем насичення  $\simeq 1$  Т [424].

Аналіз польової залежності щойно названих джерел магнітної неоднорідності вказує на те, що полів 1–2 Т повинно бути достатньо для отримання однорідного магнітного стану завдяки Co і CoPt  $L1_0$ , тобто зруйнування ефекту близькості далекої дії. Водночас, існування ефекту у полях вище 10 Т і кількісне значення  $\xi \simeq 1$  мкм, яке більше, ніж розміри кристаликів, вказує на те, що, скоріше за все, наявність  $\text{Co}_3\text{O}_4$  у границь кристаликів є головною причиною нечутливості надпровідного ефекту близькості до магнітного поля.

У підсумку, головні результати глави можна сформулювати стисло наступним чином: (i) Експериментально спостережено надпровідний ефект близькості далекої дії у нанодротах з полікристалічного кобальту. Розрахована довжина близькості  $\xi(2.4\text{ K}) \simeq 1\text{ мкм}$  є однією з найбільших серед тих, що доповідалися для феромагнетиків. (ii) Виявлено, що ефект близькості є стійким по відношенню до магнітних полів до 11 Т. (iii) Домінуюча магнітна неоднорідність системи спричинена наявністю антиферомагнітного  $\text{Co}_3\text{O}_4$  у границь окремих кристаликів.

### 9.3. Структурні і магнітні властивості кобальтових наносмужок

Окрім вже встановленої важливості технології FEBID для створення пінінг-структур для маніпуляції абрикосівськими вихорами у надпровідниках [23, 25] і гетероструктур для дослідження надпровідного ефекту близькості [38, 44], FEBID знаходить застосування при модифікації фотомасок [426], виготовленні нанодротів [427], магнітних [428, 429] і механічних [430] сенсорів, а також осадженні надпровідників [431]. Водночас, вадою застосування FEBID є те, що для більшості органо-металічних газів-прекурсорів ефективність розкладу молекул прекурсору низька, що призводить до певного вмісту вуглецю і кисню в осадженій структурі, тоді як вміст металу низький.

У переважній більшості випадків структури, які осаджені за допомогою FEBID з органо-металічних прекурсорів, є гранулярними металами. У таких матеріалах металеві гранули з діаметрами кілька нанометрів знаходяться у матриці з вуглецю, що спричиняється неповною дисоціацією молекул прекурсору. Саме тому, завдяки чутливості матриці до обробки матеріалу після його осадження, композитні, структурні, а значить і електричні [432, 433], і магнітні [434] властивості структур, виготовлених за допомогою FEBID можна модифікувати. Так, є відомими методи пост-FEBID обробки зразків шляхом відпалювання у реактивних газах [323], опромінюванням електронами [432, 433] або їх комбінацією [435–437].

До недавнього часу не існувало експериментальних засобів модифікувати структурні і магнітні властивості смужок кобальту, які виготовляються з використанням

технології FEBID. У цій главі викладається оригінальна методика отримання кобальтових наноструктур з оптимізованими композитними, структурними і магнітними властивостями. А саме, з використанням відпалювання в атмосфері водню та опромінювання пучком електронів можна отримати шари чистого кобальту з товщиною близько 20 нм. Температурні залежності опору і результати трансмісійної електронної мікроскопії підтверджують металічну природу оброблених кобальтових смужок. Результати, що доповідаються, є важливими для безмаскового створення надпровідно-магнітних нанорозмірних гетеросистем.

### 9.3.1. Виготовлення і структурна характеристика зразків

Для нагріву зразків у SEM застосовувався керамічний утримувач [438]. Структури осаджували на підкладки Si/SiO<sub>2</sub>(10 нм)/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>(100 нм) з контактами Cr/Au з товщиною 5/40 нм. Перед осадженням камеру SEM чистили протягом 4 годин з допомогою плазми [419]. Базовий тиск у камері дорівнював  $6 \times 10^{-6}$  мбар. FEBID кобальту проводили з параметрами пучка 5 кВ/0.5 пА, пітчем 20 нм і часом затримки пучка 50 мс. Температура прекурсору дорівнювала 27°C і процес відбувався при тиску  $8.16 \times 10^{-6}$  мбар для положення капіляру газо-ін'єкційної системи на відстані 70 мкм по висоті і 70 нм латерально від місця осадження структури. Для запобігання автокаталітичного осадження кобальту [419] тиск у робочій камері підтримувався у діапазоні  $10^{-5}$  мбар.

Експериментальними зразками є чотири кобальтові смужки, виготовлені за допомогою FEBID, які зазнали три різні процедури обробки. Протягом цієї глави зразки позначаються А, В, С і D відповідно до процедури обробки, зображеної на рис. 9.8. Зразок А є контрольним і відповідає кобальтовим смужкам, які використовувалися у попередніх главах в експериментах з маніпуляціями вихорами і надпровідного ефекту близькості. Інші зразки відпалювалися при 300°C і були додатково оброблені. А саме, протягом відпалювання зразок В знаходився 30 хвилин в атмосфері водню, який напускався у камеру SEM до тиску  $1.5 \times 10^{-5}$  мбар. Зразок С опромінювали пучком електронів з параметрами 5 кВ/0.5 пА і дозою 100 нКл/мкм<sup>2</sup> при тиску  $4.5 \times 10^{-6}$  мбар.

Зразок D опромінювали з тією ж самою дозою як і зразок C з одночасною присутністю атмосфери водню як для зразка B.

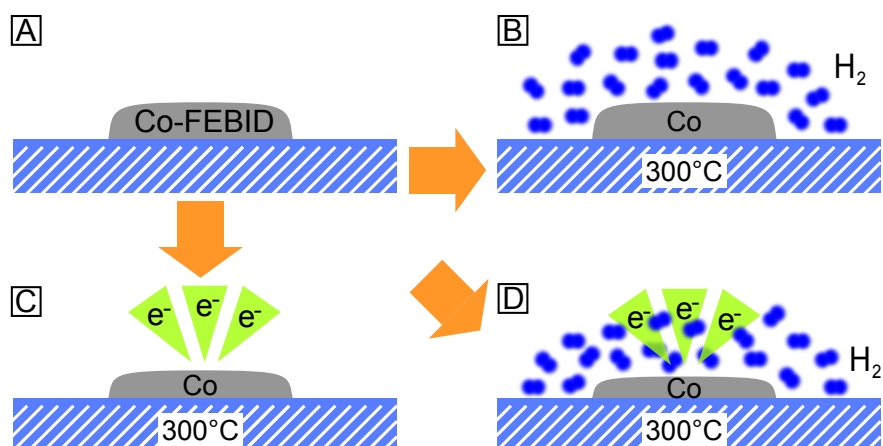


Рис. 9.8. Процедури обробки наносмужок кобальту. Зразок A є контрольним, у той час як зразки B, C, і D відпалювалися у камері SEM. Відпалювання відбувалося в атмосфері водню для зразка B, супроводжувалося опромінюванням електронами для зразка C, у той час як зразок D зазнав комбінацію цих двох процедур. Параметри процесів наведені у тексті.

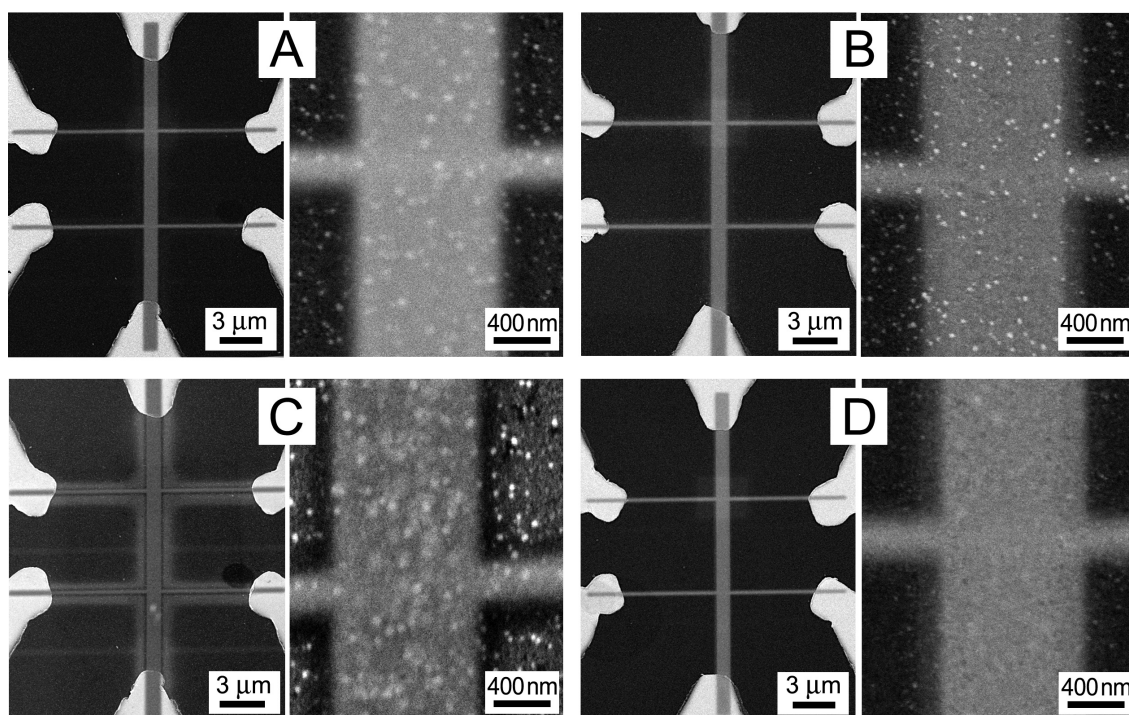


Рис. 9.9. Зображення поверхонь зразків у SEM: Три пари золотих контактів шунтовані смужками FEBID-кобальту. При вимірюванні електричного опору струм прикладався вздовж широкої смужки, а дві пари потенціальних контактів дозволяли вимірювати компоненти тензору опору.

Зразок	Процедура обробки	$d$ , нм	$\rho_{280\text{К}}$ , мкОмсм	RRR
A	контрольний	48	280	1
B	300°C + H <sub>2</sub>	51	62.4	1.3
C	300°C + e*	38	38.0	1.4
D	300°C + H <sub>2</sub> + e*	31	22.4	1.5

Таблиця 9.2. Параметри кобальтових наносмужок.

Зображення поверхні зразків у SEM наведені на рис. 9.9. Кобальтові смужки осаджувалися між золотими контактами для пропускання струму і вимірювання електричної напруги. Довжина всіх смужок дорівнює 7 мкм, а ширина — 1 мкм. Ширина потенціальних контактів дорівнює 100 нм. Номінальна товщина усіх смужок до початку обробки була  $50 \pm 2$  нм, тоді як їх товщина, яку визначали за допомогою AFM після обробки, доповідається у таблиці 9.2. Неоднакова шороховатість поверхні зразків є наслідком застосування відповідної процедури обробки і буде обговорюватися нижче у контексті мікроструктурної характеристики зразків із застосуванням трансмісійної електронної мікроскопії (ТЕМ).

Для порівняння мікроструктури контрольного та оброблених зразків, ТЕМ-вимірювання проводилися для більш товстих (80 нм) аналогів зразків А-D, які позначені як зразки А'-D'. Ці зразки були покриті захисним шаром Pt-C з товщиною 300 нм. ТЕМ зображення були зроблені у мікроскопі Теснаі F20 (FEI). Дані спектроскопії енергетичних втрат електронів (EELS) були отримані у режимі скануючого ТЕМ з роздільною здатністю 0.2 еВ/канал і кроком 4 нм.

На рис. 9.10 зображені ТЕМ-мікрографи всіх зразків. Відповідні EELS-спектрограми показані на рис. 9.11. З рис. 9.10(a) випливає, що зразок А' є однорідним у перерізі і характеризується лише трохи більшим вмістом кисню у межах 5 нм приповерхневого шару, рис. 9.11(a). Зразок є неперервним і має плоску, дрібнодисперсну морфологію. На відміну від цього, на рис. 9.10(b-d) у зразках В', С' і D' можна розпізнати два шари. У зразку В' верхній прошарок з товщиною близько 10 нм є густим шаром кобальту з певним залишковим вмістом вуглецю, тоді як більш товстий нижній прошарок має виражену порувату структуру. На рис. 9.10(c) опромінений зразок С' також має пори, але на відміну від зразка В' його багатий кобальтом верхній

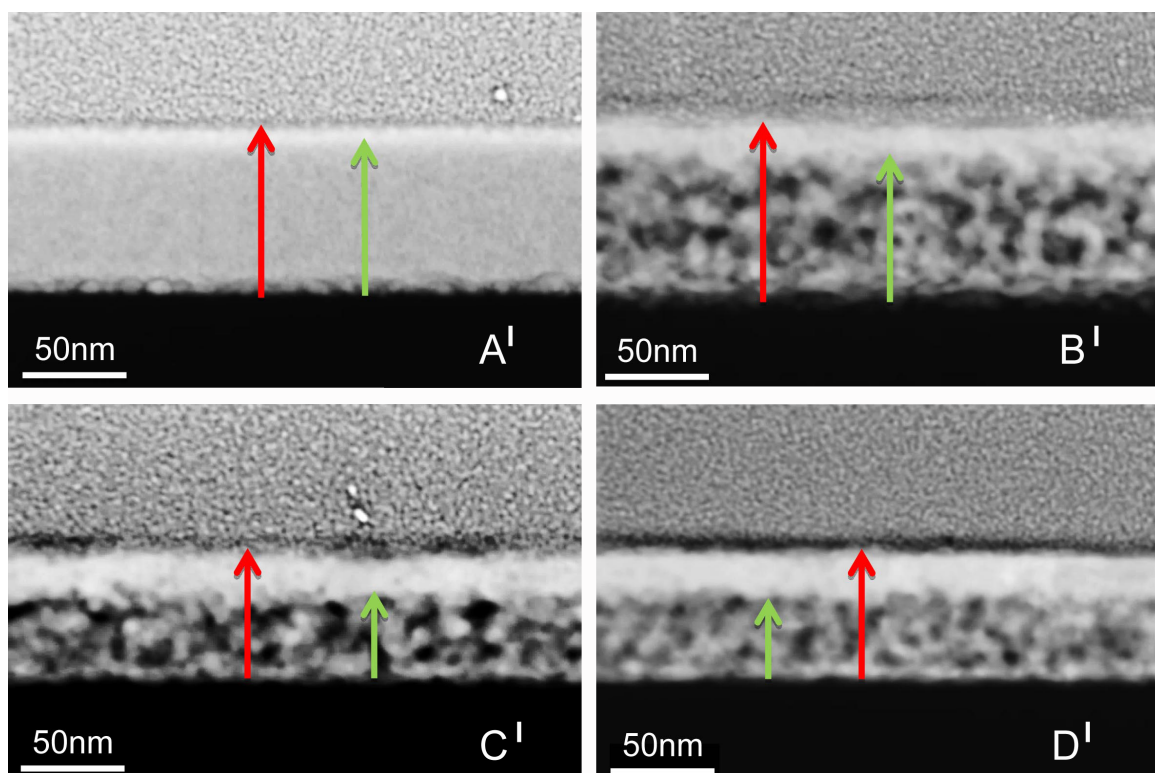


Рис. 9.10. ТЕМ-мікрографи чотирьох зразків у режимі темного поля.

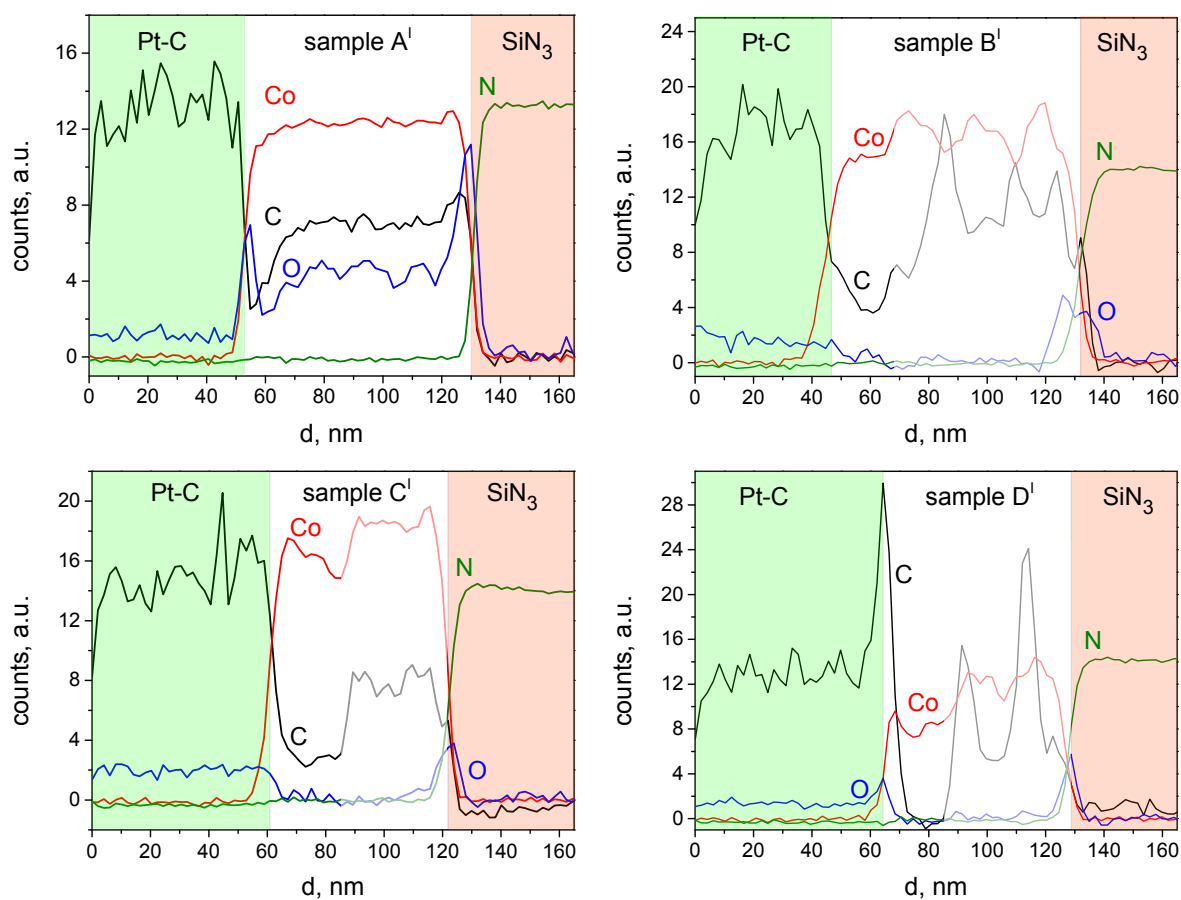


Рис. 9.11. EELS-спектрограми для чотирьох зразків. Pt-C позначає захисний шар на поверхні зразків, тоді як  $\text{SiN}_3$  — верхній шар підкладки.

прошарок більш товстий (близько 17 нм), а кількість і розміри пор у нижньому прошарку є меншими. Зразок D' має найбільш товстий верхній шар кобальту з добре визначеною границею. Цей шар вільний від вуглецю і кисню у межах товщини близько 20 нм. Нижній шар має також пори, які, однак, не так сильно виражені як у зразках B' і C'. За результатами ТЕМ аналізу можна стверджувати, що у зразках B'–D' сумарний вміст кисню є істотно меншим у порівнянні зі зразком А. Компактний верхній шар зразка D' виявляється вільним від кисню у межах експериментальної похибки. Також, незважаючи на істотні варіації вмісту вуглецю і кобальту у шарі з порами, відсутність сигналу від вуглецю у верхньому шарі зразка D' очевидна.

Ці спостереження дозволяють стверджувати, що обробка за процедурою D на рис. 9.8 найбільш ефективна для оптимізації композитних і структурних властивостей FEBID-кобальту.

### 9.3.2. Структурні, електричні і магнітні властивості наносмужок

Температурні залежності електричного опору зразків А–D зображені на рис. 9.12. Контрольний зразок А характеризується металевою поведінкою, яка доповнюється тенденцією до локалізації при температурах нижче 70 К. Питомий опір зразка  $\rho_{280\text{K}} = 280 \text{ мкОмсм}$  лише трохи менший, ніж опір структур, які утворюються у процесі спонтанної дисоціації газу-прекурсору [419] і є гранулярними металами у режимі сильного зв'язку.

На відміну від зразка А, усі оброблені зразки характеризуються кращою електричною провідністю, оскільки їх інтегральний опір зменшується у 1.3–1.5 рази у процесі охолодження, що добре співвідноситься з даними для полікристалічних плівок кобальту [439]. Значення питомого опору на рис. 9.12 і таблиці 9.2 розраховувалися у припущенні однорідності зразків у поперечному зрізі. Питомий опір зразка D за величиною на порядок більший, ніж опір зразка А, і лише у чотири рази більший, ніж довідкове значення 5.8 мкОмсм для кобальту з літератури [420]. Якщо виходити з ТЕМ результатів для зразка D', можна припустити верхній шар металевого кобальту з товщиною близько 20 нм на поверхні нижнього шару з товщиною 11 нм і

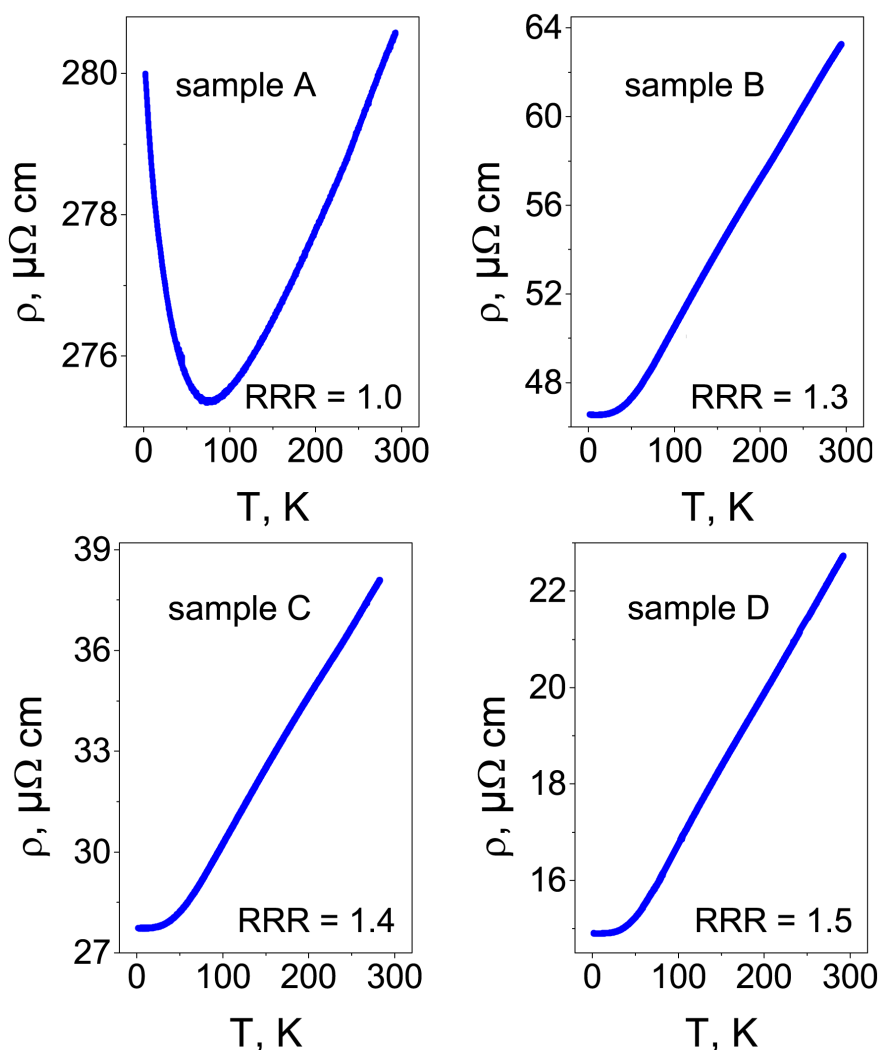


Рис. 9.12. Резистивні криві охолодження для усіх зразків.

нанопорами, для якого можна очікувати більші значення питомого опору. Для такої двошарової структури можна оцінити верхню межу для питомого опору кобальту у верхньому шарі як 14.5 мкОмсм нехтуючи внеском до провідності від нижнього шару і внеском до опору від приграничної області.

Результати вимірювань магнітопору  $MR = 100[R(H) - R(H = 0)]/R(H = 0)$  у полях  $\pm 4$  Т, прикладених перпендикулярно до підкладки показані на рис. 9.13. Для контрольного зразка А спостерігається позитивний магнітоопір, у той час коли  $MR$  є негативним для зразків В–D. Інтерпретація результатів з магнітопору значно виходить за межі теми даної дисертації. Результати з магнітоопору будуть висвітлені тут тільки на якісному рівні. Так, для зразків В–D можна підкреслити наступні риси у магнітоопорі. По-перше, значення магнітоопору при 4 Т для зразка D майже у два рази більше ніж значення для зразків В і С. По-друге, магнітоопір зразка D насичує-



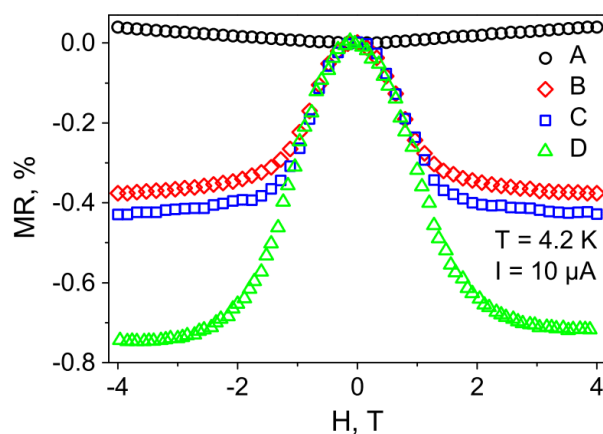


Рис. 9.13. Перпендикулярний магнітоопір для кобальтових наносмужок А, В, С і D.

тється при  $\pm 3$  Т, у той час як для зразків В і С насичення не спостерігається. У зразках В і С поведінка магнітоопору є типовою для матеріалів з конкуруючими анізотропним магнітоопором (AMR) та інтрагранулярним тунельним магнітоопором (ITMR), як, наприклад у залізних нанодротах, осаджених FEBID [440]. AMR обумовлений анізотропним розсіюванням електронів завдяки спін-орбітальній взаємодії, тоді як ITMR є наслідком тунелювання спін-поляризованих електронів між магнітними гранулами у матриці вуглецю. Відомо [440], що ITMR-внесок не виходить на насичення навіть при дуже сильних полях, тоді як AMR-внесок насичується завдяки впорядкуванню магнітних доменів. На відміну від зразків В і С, зразок D демонструє чистий AMR-відгук, який свідчить про металеву природу зразка. Значення  $MR = 0.74$  при 4.2 К майже таке, як у чистих кобальтових нанодротах [441].

Відносно мікроструктурних і хімічних особливостей перебігу різних процедур обробки зразків можна стверджувати наступні ефекти:

- (i) У ході обробки зразків зменшується їх товщина. При цьому цей ефект більш виражений для процедур з опромінюванням зразків електронами.
- (ii) Сумарний вміст кобальту зростає у ході обробки. Спостерігається чітка тенденція до зменшення вмісту кисню і вуглецю у верхньому шарі, товщина якого сягає 20 нм.
- (iii) Електрична провідність зразків при обробці збільшується і має металевий характер.

(iv) Спостерігається також модифікація магнітних властивостей [45], що вказує на ферромагнітний стан верхнього шару.

Тепер обговоримо можливі пояснення фізико-хімічних процесів, які мають місце у ході різних процедур обробки. Спочатку розглянемо мікроструктурні зміни у зразку С у порівнянні з контрольним зразком А. Треба підкреслити, що зразок А є наногранулярним матеріалом, у якому металеві зерна знаходяться у діелектричній матриці з вуглецю. Механізм електронного транспорту у зразку А відбувається тунелюванням електронів крізь границі кристаликів. Відповідно, транспортні властивості такого композита можна модифікувати зміною розмірів зерен у матриці і зміною властивостей самої матриці, як це доповідалося, наприклад, для Pt-FEBID структур, які опромінювали електронами [432, 433]. Ефект опромінювання електронами був поясненим [432, 433] мікроструктурними змінами, пов'язаними зі (i) збільшенням розміру металевих нанокристаликів з подальшим їх об'єднанням (коалісценцією) і (ii) трансформацією аморфного вуглецю у діелектричну матрицю, більш подібною до графіту і з близьким порядком, і через це легшим тунелюванням носіїв заряду в оброблених структурах. Саме такі зміни можуть мати місце у зразку С, що підтверджується як зменшенням об'єму зразка на 20%, так і ростом електричної провідності у сім разів по відношенню до контрольного зразка А.

Переходячи до неопроміненого зразка В, можна стверджувати, що зміни мікроструктури у ньому пов'язані саме з присутністю  $H_2$  атмосфери у поєднанні з високою температурою. Так, у роботі [442] доповідалося підсилення провідності тонких плівок  $Co_xC_{1-x}$  від режиму ізолятора до металічного режиму для плівок, які відпалювалися при температурі  $600^\circ C$ . Таким чином, можна віднести спостережене збільшення провідності у зразку В до спричиненого температурою збільшення розміру наногранул кобальту. Такі гранули мають тенденцію до створення перколяційних шляхів, які більш густі у поверхні і менш густі у глибинних прошарках, на що вказує наявність пор у ТЕМ аналізі. Підкреслюючи, що відпалювання має місце у присутності водню, треба зазначити, що сам процес може відбуватися згідно реакцією Фішера-Тропша [443]. У цій реакції водень виступає у ролі відновника, а продуктами реакції

є вуглеводні і вода, які ефективно окислюють вуглець. Таким чином, можна стверджувати, що зменшення вмісту вуглецю і кисню є наслідком формування летючого CO. При цьому висока температура прискорює протікання реакції.

Нарешті, зразок D характеризується найкращою електричною провідністю і найбільшим вмістом металу. Так, згідно з EELS-аналізом його верхній прошарок з товщиною близько 20 нм складається з чистого кобальту.

Таким чином, було розроблено технологію модифікації структурних і транспортних властивостей кобальтових наносмужок, виготовлених за допомогою FEBID. Процедура пост-FEBID обробки зразків міститься у відпалюванні зразків при 300° у присутності водню з одночасним опромінюванням електронами. А саме, метод базується на наступних ефектах:

- (i)** Трансформація аморфної матриці вуглецю під дією електронів.
- (ii)** Модифікація мікроструктури гранул кобальту протягом відпалювання.
- (iii)** Видалення вуглецю з композиту завдяки каталітичній активності кобальту.

Головним результатом досліджень, які доповідалися у цій главі, є розроблена технологія виготовлення наноструктур з товщиною до 20 нм з чистого кобальту, що безсумнівно знайде застосування як у подальших дослідженнях з динаміки вихорів у надпровідно-магнітних системах, так і надпровідного ефекту близькості у гетероструктурах.

## 9.4. Висновки до розділу 9

За результатами розділу можна зробити такі висновки:

- Експериментально показано, що декорація поверхонь плівок ніобію періодично розташованими, паралельними FEBID-кобальтовими наносмужками може ефективно використовуватися для керування резистивним відгуком плівок у змішаному стані. Зокрема, спостережено яскраво виражений ефект направленого руху вихорів вздовж наносмужок кобальту крізь анізотропію повного магнітоопору і струму депінінгу у геометрії струму, що обертається, а також магнітні поля збігу, при яких спостерігаються мінімуми електричного опору.
- Експериментально спостережено надпровідний ефект просторової близькості у полікристалічних кобальтових нанодротах у контакті з надпровідним вольфрамом. Спостережено, що при температурі 2.4 K ефект зберігається у магнітних полях до 11 T, тоді як у монокристалічному мідному проводі ефект близькості зникає у полях близько 5 T. Така різниця у чутливості ефекту до магнітного поля пояснюється спін-триплетними куперівськими парами у кобальті, для яких спіновий механізм розпарювання не ефективний. В осадженому FEBID-кобальті, навпроти, ефект близькості не спостерігається.
- Розроблено технологію модифікації структурних і транспортних властивостей FEBID-кобальтових наносмужок, яка міститься у відпалюванні зразків при 300° у присутності водню з одночасним опромінюванням електронами. Метод базується на трансформації аморфної матриці вуглецю під дією електронів, модифікації мікроструктури гранул кобальту під дією відпалювання і видаленні вуглецю з композиту завдяки каталітичній активності кобальту.

Комплекс проведених досліджень дозволяє стверджувати, що осадження магнітних наносмужок кобальту під дією фокусованого пучка електронів є перспективною технологією виготовлення нанорозмірних систем як для створення пінінг-наноструктур і дослідження ефекту близькості, так і для висвітлювання актуальних питань в області мікромагнетизму, спінтроники і кореляційної фізики у нанорозмірних структурах.

## ВИСНОВКИ

У дисертації вирішено важливу проблему фізики надпровідності, а саме: встановлено закономірності у динаміці вихорів у надпровідних плівках ніобію з пінінг-наноструктурами типу пральної дошки. З'ясовано вплив величини постійного струму, амплітуди і частоти змінного струму на резистивний відгук і поглинання потужності в них.

За результатами проведених досліджень можна зробити такі основні висновки:

1. Виявлено, що асиметрія потенціалу пінінгу, яку привносить постійний струм, призводить до ретчет-ефекту. Встановлено, що конкуренція внутрішньої і привнесеної струмом асиметрій потенціалу пінінгу призводить до інверсії ретчет-ефекту.
2. Виявлено можливі застосування передбачених теоретично ефектів у надпровідних приладах, зокрема генераторі імпульсів, фільтрі, перетворювачі частоти і стохастичному підсилювачі. Встановлено вимоги до їх робочих параметрів.
3. Виявлено оптимальні умови напилювання епітаксіальних плівок Nb (110) на підкладки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (11 $\bar{2}$ 0) за методом магнетронного розпилення: температура підкладки  $850^\circ\text{C}$ , тиск аргону  $4 \times 10^{-3}$  мбар, швидкість напилювання 0.5 нм/с. Встановлено "чистий" надпровідний режим у таких плівках з товщинами близько 50 нм.
4. Встановлено придатність безмаскових нанотехнологій, а саме фрезування поверхні плівки фокусованим пучком іонів та осадження кобальту з метало-органічного прекурсорю  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$  під дією фокусованого пучка електронів, до створення симетричних та асиметричних пінінг-наноструктур з формою пральної дошки.
5. З'ясовано вплив іонів галію на структурні і резистивні властивості плівок ніобію з наноканавками. Виявлено гайдінг вихорів з регульованою інтенсивністю та серію полів збігу. Встановлено інтенсивність пінінгу у різних частинах зразка, і виявлено її кореляцію зі структурними властивостями плівок.
6. Створено устаткування для комбінованих вимірювань електричної напруги і поглинання потужності височастотного струму у тонких плівках при низьких температурах за нерезонансним методом широкосмугової спектроскопії. Встановле-

но залежність постійного струму депінінгу від амплітуди і частоти високочастотного струму.

7. Виявлено особливості у поглинанні потужності у плівках ніобію з симетричними та асиметричними наноканавками. Встановлено залежність частоти депінінгу від величини постійного струму та створено високочастотний фільтр, який можна переналаштовувати зміною як величини, так і полярності постійного струму.
8. Виявлено, що з даних про зменшення частоти депінінгу під дією постійного струму можна визначити координатну залежність потенціалу пінінгу. Це являє собою фізичну основу для нового методу неруйнівної характеристики пінінгу у надпровідниках. Створено флюксонний метаматеріал з квантованими рівнями поглинання потужності.
9. Виявлено ряд ефектів, що пов'язані з впорядкуванням і гайдінгом вихорів, зокрема, анізотропію магніторезистивного відгуку, серію магнітних полів збігу і анізотропію критичного струму у плівках ніобію, декорованих наносмужками кобальту. Виявлено надпровідний ефект близькості у нанорозмірних кобальтових структурах, і розроблено технологію модифікації їх локальних структурних і магнітних властивостей.

Серед багатьох проблем, які залишаються невирішеними в області дослідження, вважається необхідним стисло зазначити (лише деякі) актуальні напрямки:

1. У ряді робіт було аргументовано, що у режимі, коли зміщення вихорів відбуваються протягом часу, який є меншим часу, потрібного для відбудови надпровідного параметру порядку, кори вихорів розширюються вздовж траєкторії їх руху. При цьому вихори можуть злитися і перетворитися у лінію проковзання фази [359, 371, 389, 444, 445]. Тоді як у роботі [162] було показано, що направлений рух вихорів спостерігається при збільшенні частоти до декількох ГГц, кросовер від транспорту магнітного потоку крізь вихори Абрикосова до транспорту крізь лінії проковзання фази може бути цікавою темою для подальших досліджень з нерівноважної надпровідності.

2. Цікавим порідненим феноменом є ефект стимуляції надпровідності вискочастотним збудженням [219], який тільки-тільки почали досліджувати у плівках з штучними пінінг-структурами [270]. До того ж, тільки-тільки починаються експерименти з динамічного пінінгу типу пральної дошки, який може індукуватися, наприклад, збудженням лазером [446] для вивчення синхронізаційних ефектів. Подальші нові ефекти у динаміці вихорів очікуються при дослідженні вихрового стану матерії у більш складних мікро- і наноархітектурах [112, 447].
3. Нещодавно було показано у роботі [448], що проходження суб-ТГц хвиль може моделюватися у надпровідному метаматеріалі за допомогою струму, який протікає у ньому. Квантові метаматеріали, які складаються з кластерів надпровідних кубітів на основі джозефсонівських переходів, використовуються для вивчення квантових ефектів у мета-атомах [449]. Синтез квантованих рівнів поглинання потужності вихорами в окремих секціях надпровідних планарних трасмісійних ліній дозволяє використовувати їх як флюксонні метаматеріали [46], які доповнюють велику родину штучних матеріалів [450] з новою функціональністю.
4. З точки зору наномета-матеріалознавства особливий інтерес полягає у можливості застосування технології FEBID для безмаскового осадження надпровідних наноструктур. Під час написання роботи з'явилось два штучних FEBID-надпровідника, а саме:  $\text{MoS}$  [451] і  $\text{Pb}_x\text{C}_y\text{O}_\delta$  [431]. Можна з впевненістю прогнозувати, що подальші системи будуть створені вже у найближчі роки. Водночас, можливість застосування FEBID для створення феромагнітних нанорозмірних структур [45, 368, 425] обіцяє зробити можливим дослідження спін-триплетної надпровідності, індукованої у ненадпровідному матеріалі [379, 380], для якої фаза Шубнікова має цікаві особливості [381], але ще не досліджувалася експериментально.
5. Нарешті, системи з певною аналогією до решітки абрикосівських вихорів можуть бути знайдені в інших областях фізики. Так, результати числового моделювання [15] були нещодавно застосованими до спінових текстур — скірміонів, які були спостережені у деяких феромагнетиках [186]. Теоретичний опис динаміки скірміонів у певній мірі вже був стимульований нашими результатами [187].

## Додаток А. Розв'язок рівняння Ланжевена у термінах матричних ланцюгових дробів

Математичні аспекти розв'язування рівняння Ланжевена (3.1) у термінах матричних ланцюгових дробів вичерпно висвітлені у книзі Коффі і Калмикова [115]. У роботі [39] цей метод було узагальнено Соседкіним В. В. на випадок асиметричного потенціалу за виразом (3.2).

Завданням є одержати вирази для *стаціонарного* змінного відгуку, який не залежить від початкових умов. Це означає, що після підстановки рівняння (3.2) у рівняння (3.1) можна провести наступну низку перетворень для безрозмірної координати вихора

$$x(t) \rightarrow r^m(t) = e^{-imx(t)} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_k^m(\omega) e^{ik\omega t}, \quad (\text{A.1})$$

де  $F_k^m(\omega)$  — Фур'є-амплітуди. Тоді рівняння (3.1) може бути зведено до наступного рекурентного рівняння:

$$i[F_k^{m-1}(\omega) - F_k^{m+1}(\omega)] + j^{ac}[F_{k+1}^m(\omega) + F_{k-1}^m(\omega)] + z_{m,k}(\omega)F_k^m(\omega) + e[F_k^{m-2}(\omega) + F_k^{m+2}(\omega)] = 0, \quad (\text{A.2})$$

де

$$z_{m,k}(\omega) = 2(j^{dc} + \omega \hat{\tau}k/m - im/g). \quad (\text{A.3})$$

Рекурентне рівняння (A.2) може бути розв'язано у термінах матричних ланцюгових дробів. Для цього вводять нескінченні вектори-стовпці  $C_m(\omega)$ , які містять усі Фур'є амплітуди  $F_k^m(\omega)$ :

$$C_{m=\pm 1, \pm 2, \dots}(\omega) = \begin{pmatrix} \vdots \\ F_{-2}^m(\omega) \\ F_{-1}^m(\omega) \\ F_0^m(\omega) \\ F_1^m(\omega) \\ F_2^m(\omega) \\ \vdots \end{pmatrix} \quad \text{і} \quad C_{m=0} = \begin{pmatrix} \vdots \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (\text{A.4})$$



Після цього скалярне семичленне рекурентне рівняння (A.2) може бути перетворено у матричне п'ятичленне рекурентне рівняння

$$\mathbf{Q}_m \mathbf{C}_m = i(\mathbf{C}_{m+1} - \mathbf{C}_{m-1}) - e(\mathbf{C}_{m+2} + \mathbf{C}_{m-2}), \quad (\text{A.5})$$

де  $\mathbf{Q}_m \equiv \mathbf{Q}_m(\omega)$  — нескінченні матриці.

Для того, щоб привести рівняння (A.5) до канонічної форми, замінюють  $m \rightarrow 2m - 1$ ,  $m \rightarrow 2m$  і вводять новий невідомий вектор-стовпець:

$$\mathbf{C}_m(\omega) \rightarrow \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{2m-1} \\ \mathbf{C}_{2m} \end{pmatrix} \equiv \mathbf{A}_m(\omega), \quad (\text{A.6})$$

що дозволяє записати рівняння (A.5) у формі наступного тричленного рівняння:

$$\mathbf{Q}_m^- \mathbf{A}_{m-1} + \mathbf{Q}_m \mathbf{A}_m + \mathbf{Q}_m^+ \mathbf{A}_{m+1} = 0. \quad (\text{A.7})$$

У цьому рівнянні три відомих матриці  $\mathbf{Q}_m$ ,  $\mathbf{Q}_m^+$  і  $\mathbf{Q}_m^-$  визначені як

$$\mathbf{Q}_m \equiv \begin{pmatrix} \mathbf{Q}_{2m-1} & -i\mathbf{I} \\ i\mathbf{I} & \mathbf{Q}_{2m} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q}_m^+ \equiv \begin{pmatrix} e\mathbf{I} & 0 \\ -i\mathbf{I} & e\mathbf{I} \end{pmatrix} \quad \text{і} \quad \mathbf{Q}_m^- \equiv \begin{pmatrix} e\mathbf{I} & i\mathbf{I} \\ 0 & e\mathbf{I} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

У рівнянні (A.8)  $\mathbf{I}$  — одинична матриця нескінченного розміру. Вкладені субматриці  $\mathbf{Q}_m \equiv \mathbf{Q}_m(\omega)$  є нескінченними і тридіагональними. Вони визначаються як

$$\mathbf{Q}_m = i \begin{pmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & j^{ac} & 0 & \vdots & \vdots \\ \vdots & z_{m,-1}(\omega) & j^{ac} & 0 & \vdots \\ \vdots & j^{ac} & z_{m,0}(\omega) & j^{ac} & \vdots \\ \vdots & 0 & j^{ac} & z_{m,1}(\omega) & \vdots \\ \vdots & \vdots & 0 & j^{ac} & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix}. \quad (\text{A.9})$$

Для розв'язування рівняння (A.7) відносно  $\mathbf{A}_m(\omega)$  застосовується стандартна [115] підстановка  $\mathbf{A}_m = \mathbf{S}_m \mathbf{A}_{m-1}$ . За допомогою неї рівняння (A.7) зводиться до

$$\mathbf{S}_m = -(\mathbf{Q}_m + \mathbf{Q}_m^+ \mathbf{C}_{m+1})^{-1} \mathbf{Q}_m^-. \quad (\text{A.10})$$

Після підстановки  $S_{m+1}, S_{m+2}, \dots$  у рівняння (A.10) може бути одержано розв'язок у термінах матричного ланцюгового дробу

$$S_1 = \frac{-\mathbf{I}}{Q_1 + Q_1^+ \frac{-\mathbf{I}}{Q_2 + Q_2^+ \frac{-\mathbf{I}}{Q_3 + Q_3^+ \frac{-\mathbf{I}}{\dots}} Q_3^-} Q_2^-} Q_1^-, \quad (\text{A.11})$$

де горизонтальна риска позначає операцію пошуку оберненої матриці.

Оскільки  $S_1$  знайдено, можна обчислити всі вектори-стовпці  $C_1, C_{-1}, C_2$  і  $C_{-2}$ . Для цього з урахуванням співвідношення  $A_1 = S_1 A_0$  можна записати

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} = S_1 \begin{pmatrix} C_{-1} \\ C_0 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{-1} \\ C_0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.12})$$

де  $S_{ik}$  ( $i, k = 1, 2$ ) — матриці нескінченного розміру.

Повертаючись до Фур'є-амплітуд  $F_k^m(\omega)$ , можна довести [10], що вони задовольняють співвідношенням

$$F_0^1(\omega) = F_0^{-1*}(\omega) \quad \text{і} \quad F_k^{-1}(\omega) = F_{-k}^{1*}(\omega), \quad (\text{A.13})$$

де зірочка позначає комплексне спряження. Відповідно, з виразів (A.13) і визначення  $C_m(\omega)$  за рівнянням (A.4) випливає, що

$$C_{-m}^* = \begin{pmatrix} \vdots \\ (F_k^{-m})^* \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vdots \\ (F_{-k}^m) \\ \vdots \end{pmatrix} = \mathbf{T} C_m, \quad (\text{A.14})$$

де  $\mathbf{T}$  — матриця транспозиції стовпців, яка визначається як

$$\mathbf{T} \begin{pmatrix} \vdots \\ F_{-1}^m \\ F_0^m \\ F_1^m \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & 0 & 0 & 1 & \vdots \\ \vdots & 0 & 1 & 0 & \vdots \\ \vdots & 1 & 0 & 0 & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vdots \\ F_{-1}^m \\ F_0^m \\ F_1^m \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vdots \\ F_1^m \\ F_0^m \\ F_{-1}^m \\ \vdots \end{pmatrix}. \quad (\text{A.15})$$

Нарешті, з урахуванням виразів (A.14) і (A.15), рівняння (A.12) може бути розв'язано відносно  $C_1$ ,  $C_{-1}$ ,  $C_2$  і  $C_{-2}$ . Результат має наступний вигляд:

$$\begin{aligned} C_1 &= \overline{(\mathbf{I} - \mathbf{S}_{11} \mathbf{T} \mathbf{S}_{11}^* \mathbf{T})} (\mathbf{S}_{12} + \mathbf{S}_{11} \mathbf{T} \mathbf{S}_{12}^*) C_0, \\ C_{-1} &= \mathbf{T} C_1^*, \end{aligned} \tag{A.16}$$

$$\begin{aligned} C_2 &= \mathbf{S}_{21} \overline{\mathbf{S}_{11}} (C_1 - \mathbf{S}_{12} C_0) + \mathbf{S}_{22} C_0, \\ C_{-2} &= \mathbf{T} C_2^*, \end{aligned} \tag{A.17}$$

де горизонтальна риска позначає операцію пошуку оберненої матриці.

Таким чином, за допомогою рівнянь (A.1), (A.4), (A.16) і (A.17) моменти  $\langle r \rangle(t)$ ,  $\langle r^{-1} \rangle(t)$ ,  $\langle r^2 \rangle(t)$ ,  $\langle r^{-2} \rangle(t)$  і відповідні Фур'є-амплітуди  $F_k^m(\omega)$  тепер відомі. Ці величини використовуються для числового моделювання резистивних відгуків у розділі 3.

## Вдячності

Дослідження, на яких базується дана дисертація, виконані у співпраці з докт. фіз.-мат. наук, проф. Валерієм Олександровичем Шкловським, Prof. Dr. Michael Huth, Dr. Menachem Tsindlekht, Dr. Evgeniya Begun, Dr. Maksym Kompaniets, Dr. Roland Sachser, Dipl. Phys. Jörg Franke, аспірантом Соседкіним В. В. і моїми студентами M.Sc. Marc Hanefeld, M.Sc. Markus Zörb і M.Sc. Lukas Köhs.

Особливу подяку я хочу виразити моєму науковому консультанту — професору кафедри теоретичної фізики ХНУ імені В. Н. Каразіна **Валерію Олександровичу Шкловському** за його чисельні ідеї і теоретичні розрахунки, які стимулювали проведення більшості експериментів, які лягли в основу даної роботи.

Я дуже вдячний професору Міхаелю Хуту, у лабораторії якого “Тонкі плівки і наноструктури” в Інституті Фізики Й. В. Гете—університету м. Франкфурт-на-Майні проводилися експерименти, і який підтримував мене на усіх етапах досліджень.

Я зокрема вдячний інженеру Dipl. Phys. Jörg Franke, стараннями якого підтримувалося у робочому стані устаткування для напилювання плівок і високочастотних вимірювань, Dr. Roland Sachser за допомогу у фрезуванні плівок фокусованим пучком іонів і автоматизації експериментів і Dr. Evgeniya Begun за допомогу в осажденні кобальту на поверхню плівок під дією фокусованого пучка електронів.

Я вдячний Prof. Dr. Ernst Helmut Brandt, якого не стало у 2011 році, за обговорення наших експериментальних і теоретичних результатів і Prof. Dr. John R. Clem, який пішов від нас в 2013 році, за інтерес до нашої роботи і теплі слова стосовно суттєвого узагальнення їх з Dr. M. W. Coffey теорії [180]. Не менш приємно мені виразити тут подяку Prof. Dr. Yuri P. Kalmykov за друге видання їх книги “The Langevin Equation” [115], яке вони люб’язно прислали, і за включення наших результатів до третього видання їх книги [10].

Окрему подяку я хочу виразити Prof. Dr. Farkhad Aliev, Dr. Volodymyr Denisenkov, Prof. Dr. Vladimir Fomin, Prof. Dr. Michael Siegel, Prof. Dr. Alejandro Silhanek, Prof. Dr. Enrico Silva, Prof. Dr. Roger Wördenweber, Dr. Michael Wunsch, Dr. Alexander Zaitsev за

корисні поради щодо криогенної вставки для високочастотних вимірювань та обговорення експериментальних даних.

Я вдячний Prof. Dr. Konstantin Arutyunov, Prof. Dr. Alexander Buzdin, і Prof. Dr. Alexander Melnikov за обговорення надпровідного ефекту близькості у нанодротах і наноструктурах. Я дякую також Dr. Harald Plank і Dr. Christian Gspan за ретельну характеристику кобальтових наносмужок у трансмісійному електронному мікроскопі.

Я хочу щиро подякувати завідувачу кафедри фізики низьких температур, декану фізичного факультету докт. фіз.-мат. наук, проф. Руслану Володимировичу Вовку за зацікавленість перебігом і результатами досліджень і за підтримку протягом багатьох років.

Вважаю необхідним окремо виразити вдячність докт. фіз.-мат. наук, проф. Михайлу Олександровичу Оболенському, який пішов від нас у 2011 році, але був саме тим, хто привернув мою увагу до феномену стохастичного резонансу, і канд. фіз.-мат. наук, доц. Анатолію Антоновичу Завгородньому, який завжди мене підтримував, доки його дочасно не стало у 2012 році.

Окрему подяку я хочу висловити канд. фіз.-мат. наук, доц. Білецькому Володимиру Івановичу за читання рукопису дисертації і його критичні зауваження. Я вдячний усьому колективу кафедри фізики низьких температур за підтримку протягом цих років і за доброзичливу атмосферу, яка панує у колективі.

Щиро дякую!

Добровольський О. В.

Харків, 20.12.2015

**ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ**

- [1] Demonstration of two-qubit algorithms with a superconducting quantum processor / L. DiCarlo, J. M. Chow, J. M. Gambetta et al. // *Nature*. — 2009. — V. 460. — P. 240–244.
- [2] Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics / A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais et al. // *Nature*. — 2004. — V. 431. — P. 162–167.
- [3] Synthesizing arbitrary quantum states in a superconducting resonator / M. Hofheinz, H. Wang, M. Ansmann et al. // *Nature*. — 2009. — V. 459. — P. 546–549.
- [4] Bardeen J. Theory of the motion of vortices in superconductors / J. Bardeen, M. J. Stephen // *Phys. Rev.* — 1965. — V. 140. — P. A1197–A1207.
- [5] Gittleman J. I. Radio-frequency resistance in the mixed state for subcritical currents / J. I. Gittleman, B. Rosenblum // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — V. 16. — P. 734–736.
- [6] Brandt E. H. The flux-line lattice in superconductors / E. H. Brandt // *Rep. Progr. Phys.* — 1995. — V. 58, № 11. — P. 1465–1594.
- [7] *Nanoscience and Engineering in Superconductivity* / Ed. by V. V. Moshchalkov, R. Wördenweber, M. Lang. — Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2010.
- [8] Lu Q. Reversible vortex ratchet effects and ordering in superconductors with simple asymmetric potential arrays / Q. Lu, C. J. O. Reichhardt, C. Reichhardt // *Phys. Rev. B*. — 2007. — V. 75. — P. 054502.
- [9] Moshchalkov V. V. *Nanostructured Superconductors* / V. V. Moshchalkov, J. Fritzsche. — World Scientific, Singapore, 2011.
- [10] Coffey W. T. *The Langevin Equation* / W. T. Coffey, Y. P. Kalmykov. — World Scientific, 2012.
- [11] Conduction noise and motional narrowing of the nuclear magnetic resonance line in sliding spin-density waves / E. Barthel, G. Kriza, G. Quirion et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1993. — V. 71. — P. 2825–2828.

- [12] Zybtssev S. G. Coherence of a sliding charge-density wave stimulated by asynchronous rf irradiation / S. G. Zybtssev, V. Y. Pokrovskii // *Phys. Rev. B.* — 2013. — V. 88. — P. 125144.
- [13] Magnetization dynamics of two interacting spins in an external magnetic field / S. V. Titov, H. Kachkachi, Y. P. Kalmykov, W. T. Coffey // *Phys. Rev. B.* — 2005. — V. 72. — P. 134425.
- [14] Crossed-ratchet effects for magnetic domain wall motion / A. Pérez-Junquera, V. I. Marconi, A. B. Kolton et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — V. 100. — P. 037203.
- [15] Reichhardt C. Collective transport properties of driven skyrmions with random disorder / C. Reichhardt, D. Ray, C. J. O. Reichhardt // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — V. 114. — P. 217202.
- [16] Barone A. *Physics and Applications of the Josephson Effect* / A. Barone, G. Patterno. — John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [17] Problem of brownian motion in a periodic potential / P. Fulde, L. Pietronero, W. R. Schneider, S. Strässler // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — V. 35. — P. 1776–1779.
- [18] The ring laser gyro / W. W. Chow, J. Gea-Banacloche, L. M. Pedrotti et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 1985. — V. 57. — P. 61–104.
- [19] Risken H. *The Fokker-Planck Equation* / H. Risken. — Springer, Berlin, 1989.
- [20] Diffusion of colloidal particles in a tilted periodic potential: Theory versus experiment / M. Evstigneev, O. Zvyagolskaya, S. Bleil et al. // *Phys. Rev. E.* — 2008. — V. 77. — P. 041107.
- [21] Utke I. Gas-assisted focused electron beam and ion beam processing and fabrication / I. Utke, P. Hoffmann, J. Melngailis // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 2008. — V. 26. — P. 1197–1276.
- [22] Plourde B. L. T. Nanostructured superconductors with asymmetric pinning potentials: Vortex ratchets / B. L. T. Plourde // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2009. — V. 19. — P. 3698–3714.
- [23] Dobrovolskiy O. V. Anisotropic magnetoresistive response in thin Nb films decorated by an array of Co stripes / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // *Supercond. Sci. Technol.* — 2010. — V. 23, № 12. — P. 125014–1–5.

- [24] Dobrovolskiy O. V. Fabrication of artificial washboard pinning structures in thin niobium films / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // *J. Supercond. Nov. Magnet.* — 2011. — V. 24. — P. 375–380.
- [25] Vortex lattice matching effects in a washboard pinning potential induced by Co nanostripe arrays / O. V. Dobrovolskiy, E. Begun, M. Huth et al. // *Physica C.* — 2011. — V. 471, №15-16. — P. 449–452.
- [26] Shklovskij V. A. Frequency-dependent ratchet effect in superconducting films with a tilted washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 84. — P. 054515–1–12.
- [27] Dobrovolskiy O. V. Fluxonic properties of vortices in a washboard pinning potential fabricated by focused particle beam techniques / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // *Acta Phys. Pol. A.* — 2012. — V. 121. — P. 82–84.
- [28] Dobrovolskiy O. V. Crossover from dirty to clean superconducting limit in dc magnetron-sputtered thin Nb films / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth // *Thin Solid Films.* — 2012. — V. 520, № 18. — P. 5985–5990.
- [29] Shklovskij V. A. Microwave Absorption by Vortices in Superconductors with a Washboard Pinning Potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Superconductors – Materials, Properties and Applications* / Ed. by A. Gabovich. — InTech, Rijeka, 2012. — P. 263–288.
- [30] Dobrovolskiy O. V. Current-controlled filter on superconducting films with a tilted washboard pinning potential. / O. V. Dobrovolskiy, V. A. Shklovskij, M. Huth // *Phys. Proc.* — 2012. — V. 36. — P. 7–10.
- [31] Shklovskij V. A. Nonadiabatic ratchet effect in superconducting films with a tilted cosine pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2012. — V. 400, № 2. — P. 022108.
- [32] Electrical transport and pinning properties of Nb thin films patterned with focused ion beam-milled washboard nanostructures / O. V. Dobrovolskiy, E. Begun, M. Huth, V. A. Shklovskij // *New J. Phys.* — 2012. — V. 14, № 11. — P. 113027–1–27.



- [33] Shklovskij V. A. Determination of the coordinate dependence of a pinning potential from the microwave experiment with vortices / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Fiz. Nizk. Temp.* — 2013. — V. 39. — P. 162–167.
- [34] Material composition – Pinning strength correlation in Nb thin films with focused ion beam-milled washboard nanostructures / O. V. Dobrovolskiy, E. Begun, M. Huth, V. A. Shklovskij // *Physica C.* — 2013. — V. 494, № 0. — P. 102 – 105.
- [35] Shklovskij V. A. Noise-assisted microwave up-conversion by vortices in thin-film superconductors with a dc-biased washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy, M. Huth // *J. Supercond. Nov. Magnet.* — 2013. — V. 26, № 5. — P. 2079–2083.
- [36] Shklovskij V. A. Determination of coordinate dependence of a pinning potential from a microwave experiment with vortices / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Low Temp. Phys.* — 2013. — V. 39, № 2. — P. 120–124.
- [37] Long-range superconducting proximity effect in polycrystalline Co nanowires / M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — V. 104. — P. 052603–1-5.
- [38] Proximity-induced superconductivity in crystalline Cu and Co nanowires and nanogranular Co structures / M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — V. 116, № 7. — P. 073906–1–10.
- [39] Shklovskij V. A. Vortex ratchet reversal in an asymmetric washboard pinning potential subject to combined dc and ac stimuli / V. A. Shklovskij, V. V. Sosedkin, O. V. Dobrovolskiy // *J. Phys.: Cond. Matt.* — 2014. — V. 26, № 2. — P. 025703.
- [40] Shklovskij V. A. DC to AC converter on Abrikosov vortices in a washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2014. — V. 507, № 1. — P. 012007.
- [41] Shklovskij V. A. Stochastic resonance of vortices in a washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Physica C.* — 2014. — V. 503. — P. 128 – 131.
- [42] Dobrovolskiy O. V.  $^4\text{He}$  sample probe for combined microwave and dc transport measurements / O. V. Dobrovolskiy, J. Franke, M. Huth // *Meas. Sci. Technol.* — 2015. — V. 26, № 3. — P. 035502.

- [43] Dobrovolskiy. O. V. Ac quantum interference effects in nanopatterned Nb microstrips / O. V. Dobrovolskiy. // J. Supercond. Nov. Magnet. — 2015. — V. 28. — P. 469–473.
- [44] Superconducting proximity effect in crystalline Co and Cu nanowires / M. Kompaniets, O. V. Dobrovolskiy, C. Neetzel et al. // J. Supercond. Nov. Magnet. — 2015. — V. 28. — P. 431–436.
- [45] Post-growth purification of Co nanostructures prepared by focused electron beam induced deposition / E. Begun, O. V. Dobrovolskiy, M. Kompaniets et al. // Nanotechnology. — 2015. — V. 26, № 7. — P. 075301–1–11.
- [46] Dobrovolskiy O. V. Dual cut-off direct current-tunable microwave low-pass filter on superconducting Nb microstrips with asymmetric nanogrooves / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth // Appl. Phys. Lett. — 2015. — V. 106, № 14. — P. 142601–1–5.
- [47] Dobrovolskiy O. V. Alternating current-driven microwave loss modulation in a fluxonic metamaterial / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // Appl. Phys. Lett. — 2015. — V. 107, № 16. — P. 162603–1–5.
- [48] Dobrovolskiy O. V. Abrikosov fluxonics in washboard nanolandscapes [Electronic resource] // Cornell University Library, arXiv:1510.06872v1. — Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/1510.06872v1.pdf>. — 2015. — Title from the screen.
- [49] Шкловский В. А. Пиннинг и динамика вихрей в сверхпроводниках / В. А. Шкловский, А. В. Добровольский. — Харьков: Издательство ХНУ имени В. Н. Каразина, 2015.
- [50] Dobrovolskiy O. V. Fabrication of artificial washboard pinning structures in thin niobium films sputtered onto sapphire substrates / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 2nd International Conference on Superconductivity and Magnetism “ICSM 2010”, — 25–30 April 2010, Antalya, Turkey. — P. 307.
- [51] Dobrovolskiy O. V. Realization of an asymmetric washboard pinning potential in nanostructured thin films of niobium / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // “Cryoconference 2010”, — 9–16 September, 2010, Kosice, Slovakia. — P. 5–6.
- [52] Dobrovolskiy O. V. Applied aspects of the vortex dynamics in FIB- and FEBID-nanostructured Nb films / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // Applied

Physics and Materials Science Congress “APMAS 2011”, — 12–15 May, 2011, Antalya, Turkey. — P. 116.

- [53] Dobrovolskiy O. V. Odd magnetoresistive response in nanostructured Nb thin films / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 26th International Conference on Low Temperature Physics “LT26”, — 10–17 August, 2011, Beijing, China. — P. 132–133.
- [54] Shklovskij V. A. AC-driven vortex ratchet reversal in superconducting films with asymmetric tilted washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, V. V. Sosedkin, O. V. Dobrovolskiy // 7th International Conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors “VORTEX VII”, — 10–17 September 2011, Rhodes, Greece. — P. 129.
- [55] Dobrovolskiy O. V. Magnetoresistive response in thin Nb films with uniaxial ratchet pinning potential / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 7th International Conference “VORTEX VII”, — 10–17 September, 2011, Rhodes, Greece. — P. 142.
- [56] Dobrovolskiy O. V. Current-controlled filter on superconducting films with a tilted washboard pinning potential / O. V. Dobrovolskiy, V. A. Shklovskij, M. Huth, // European Conference on Applied Superconductivity (Superconducting Centennial Conference) “SCC 2011”, — 19–23 September, 2011, Den Haag, Netherlands. — P. 16.
- [57] Dobrovolskiy O. V. Nonlinear microwave response of vortices in superconducting films with a dc-biased washboard pinning potential / O. V. Dobrovolskiy, V. A. Shklovskij, M. Huth // 3rd International Conference on Superconductivity and Magnetism “ICSM 2012”, — 29 April – 02 May 2012, Istanbul, Turkey. — P. 93.
- [58] Dobrovolskiy O. V. Electrical transport and pinning properties of Nb thin films with washboard-like nanostructures / O. V. Dobrovolskiy, E. Begun, M. Huth, V. A. Shklovskij // 25th Int. Symp. on Superconductivity, — 3–5 December 2012, Tokyo, Japan. — P. 108.
- [59] Dobrovolskiy O. V. Insertable  $^4\text{He}$  sample probe for combined microwave and dc electrical transport measurements / O. V. Dobrovolskiy, J. Franke, M. Huth // DPG Spring Meeting, — 10–15 March 2013, Regensburg, Germany. — TT. 58.23.

- [60] Dobrovolskiy O. V. Electrical transport and pinning properties of Nb films with washboard-like nanostructures / O. V. Dobrovolskiy, E. Begun, M. Huth, V. A. Shklovskij // DPG Spring Meeting, — 10–15 March 2013, Regensburg, Germany. — TT. 64.11.
- [61] Dobrovolskiy O. V. Nonlinear anisotropic magnetoresistive response in niobium microstrips with an array of uniaxial grooves / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 4th Int. Conf. for Young Scient. “LTP-2013”, — 3–7 June 2013, Kharkiv, Ukraine. — P. 21.
- [62] Dobrovolskiy O. V. DC-tunable microwave loss in as-grown and nanostructured superconducting Nb films / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 11th Europ. Conf. on Applied Supercond. “EUCAS 2013”, — 15–19 September 2013, Genova, Italy. — P. 620.
- [63] Shklovskij V. A. Generation of voltage pulses by dc current in superconducting films with periodic pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // 11th Europ. Conf. on Applied Supercond. “EUCAS 2013”, — 15–19 September 2013, Genova, Italy. — P. 624.
- [64] Dobrovolskiy O. V. Nonlinear vortex dynamics in niobium thin films with anisotropic washboard pinning nanostructures / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 8th International Conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors “VORTEX VIII”, — 21–26 September 2013, Rhodes, Greece. — P. 86.
- [65] Dobrovolskiy O. V. Focused particle beams: An application to fluxon manipulation via mask-less nanopatterning / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // International Conference on Electron Correlations in Nanostructures “ECN 2013”, — 3–6 October 2013, Yalta, Ukraine. — P. 40–41.
- [66] Dobrovolskiy O. V. Synchronization effects in nanopatterned Nb microstrips under combined dc and ac drives / O. V. Dobrovolskiy, R. Sachser, M. Hanefeld, M. Huth, V. A. Shklovskij // 4th International Conference on Superconductivity and Magnetism “ICSM 2014”, — 27 April – 2 May 2014, Antalya, Turkey. — P. 983.
- [67] Dobrovolskiy O. V. Suppression of superconductivity and tuning flux-flow properties in Nb thin films via focused particle beams processing / O. V. Dobrovolskiy, M.

- Zörb, M. Hanefeld, L. Köhs, M. Huth // Internat. Workshop Advances in Nanostructured Superconductors “ANS 2014”, — 4–7 May 2014, Miraflores de la Sierra, Spain. — P. 71–72.
- [68] Dobrovolskiy O. V. FEBID for Abrikosov fluxonics applications: Tuning the magnetoresistive response of a superconductor via ferromagnetic decorations / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth // 5th workshop on Focused Electron Beam Induced Processing “FEBIP 2014”, — 22–24 July 2014, Frankfurt am Main, Germany. — P. 155–156.
- [69] Dobrovolskiy O. V. Microwave power absorption by vortices in dc-biased nanopatterned Nb microstrips / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 5th Intern. Conf. for Young Scientists “LTP-2014”, — 2–6 June 2014, Kharkiv, Ukraine. — P. 39.
- [70] Dobrovolskiy O. V. Coupling effects in the vortex dynamics in Nb films with nanogroove arrays / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // International workshop “VORTEX 2015”, — 10–15 May 2015, El Escorial, Spain. — P. 51.
- [71] Dobrovolskiy O. V. DC-tunable low-pass microwave filter on superconducting nanopatterned Nb microstrips / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 12th European Conference on Applied Superconductivity “EUCAS 2015”, — 6–10 September 2015, Lyon, France. — P. 22.
- [72] Dobrovolskiy O. V. Assessment of periodic pinning in superconductors at microwaves / O. V. Dobrovolskiy, M. Huth, V. A. Shklovskij // 9th International Conference “VORTEX IX”, — 12–17 September 2015, Rhodes, Greece. — P. 88.
- [73] Kamerlingh Onnes H. Leiden Comm. 120b / H. Kamerlingh Onnes // Proc. — 1911. — V. 13. — P. 1274–1276.
- [74] Kamerlingh Onnes H. Leiden Comm. 122b / H. Kamerlingh Onnes // Proc. — 1911. — V. 14. — P. 113–115.
- [75] Kamerlingh Onnes H. Leiden Comm. 124b / H. Kamerlingh Onnes // Proc. — 1911. — V. 16. — P. 818–821.
- [76] Meissner W. Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit / W. Meissner, R. Ochsenfeld // Die Naturwissenschaften. — 1933. — V. 21. — P. 787–788.
- [77] J. N. Rjabinin L. W. S. Magnetic properties and critical currents of superconducting alloys / L. W. S. J. N. Rjabinin // Sow. Phys. — 1935. — V. 7. — P. 122–125.

- [78] Magnetic properties of superconductors and alloys / L. V. Shubnikov, V. I. Khotkevich, Y. D. Shepelev, Y. N. Ryabinin // *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* — 1937. — V. 7. — P. 221–237.
- [79] Magnetic properties of superconducting metals and alloys / L. V. Shubnikov, V. I. Khotkevich, Y. D. Shepelev, Y. N. Ryabinin // *Ukr. J. Phys.* — 2008. — V. 53. — P. 42–52.
- [80] Abrikosov A. A. On the magnetic properties of superconductors of the second group / A. A. Abrikosov // *Sov. Phys. JETP.* — 1957. — V. 5. — P. 1174–1182.
- [81] Ginzburg V. L. On the theory of superconductivity / V. L. Ginzburg, L. D. Landau // *Zh. Eksper. Teor. Fiz.* — 1950. — V. 20. — P. 1064–1082.
- [82] Superconducting density of states and vortex cores of  $2H-NbS_2$  / I. Guillamón, H. Suderow, S. Vieira et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — V. 101. — P. 166407–1–4.
- [83] Mise en évidence par diffraction de neutrons d'une structure periodique du champ magnetique dans le niobium supraconducteur / D. Cribier, B. Jacrot, L. M. Rao, B. Farnoux // *Phys. Lett.* — 1964. — V. 9, N° 2. — P. 106–107.
- [84] Essmann U. The direct observation of individual flux lines in type II superconductors / U. Essmann, H. Trauble // *Phys. Lett. A.* — 1967. — V. 24, N° 10. — P. 526–527.
- [85] Observation of hexagonally correlated flux quanta in  $YBa_2Cu_3O_7$  / P. L. Gammel, D. J. Bishop, G. J. Dolan et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — V. 59. — P. 2592–2595.
- [86] Weber H. W. Properties of the flux line lattice in hysteretic type ii superconductors. i. neutron diffraction experiments / H. W. Weber, J. Schelten, G. Lippmann // *J. Low Temp. Phys.* — 1974. — Vol. 16, no. 3-4. — P. 367–379.
- [87] Brandt E. H. Muon-spin rotation as a tool for investigating the diffusion of positive muons in type-ii superconductors / E. H. Brandt, A. Seeger // *Adv. Phys.* — 1986. — V. 35, N° 2. — P. 189–236.
- [88] Scanning-tunneling-microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid / H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1989. — V. 62. — P. 214–216.

- [89] Direct observation of vortex dynamics in superconducting films with regular arrays of defects / K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai et al. // *Science*. — 1996. — V. 274, №5290. — P. 1167–1170.
- [90] Magnetic-flux quanta in superconducting thin films observed by electron holography and digital phase analysis / S. Hasegawa, T. Matsuda, J. Endo et al. // *Phys. Rev. B*. — 1991. — V. 43. — P. 7631–7650.
- [91] Huebener R. P. Seebeck effect in the mixed state of high- $T_c$  superconductors / R. P. Huebener, A. V. Ustinov, V. K. Kaplunenko // *Phys. Rev. B*. — 1990. — V. 42. — P. 4831–4833.
- [92] Direct observation of rectified motion of vortices in a niobium superconductor / Y. Togawa, K. Harada, T. Akashi et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — V. 95. — P. 087002–1-4.
- [93] Asymmetry reversal of thermomagnetic avalanches in Pb films with a ratchet pinning potential / M. Menghini, J. Van de Vondel, D. G. Gheorghe et al. // *Phys. Rev. B*. — 2007. — V. 76. — P. 184515–1-6.
- [94] Observation and manipulation of vortices in a YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> thin film with a low temperature magnetic force microscope / H. Hug, A. Moser, I. Parashikov et al. // *Physica C*. — 1994. — V. 235. — P. 2695 – 2696.
- [95] Brüll P. Observation of symmetric patterns in the flux distribution of thin YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> films / P. Brüll, D. Kirchgässner, P. Leiderer // *Physica C*. — 1991. — V. 182, №4–6. — P. 339 – 344.
- [96] Direct visualization of the Campbell regime in superconducting stripes / R. B. G. Kramer, G. W. Ataklti, V. V. Moshchalkov, A. V. Silhanek // *Phys. Rev. B*. — 2010. — V. 81. — P. 144508.
- [97] Bending S. J. Scanning Hall probe microscopy of vortex matter / S. J. Bending // *Physica C*. — 2010. — V. 470, № 19. — P. 754–757.
- [98] Bound vortex dipoles generated at pinning centres by meissner current / J.-Y. Ge, J. Gutierrez, V. N. Gladilin et al. // *Nat. Commun.* — 2015. — V. 6.

- [99] Direct observation of Josephson vortex cores / D. Roditchev, C. Brun, L. Serrier-Garcia et al. // *Nat. Phys.* — 2015. — V. 11, № 4. — P. 332–337. — Letter.
- [100] A scanning superconducting quantum interference device with single electron spin sensitivity / D. Vasyukov, Y. Anahory, L. Embon et al. // *Nat Nano.* — 2013. — V. 8, № 9. — P. 639–644.
- [101] Three-junction squid-on-tip with tunable in-plane and out-of-plane magnetic field sensitivity / Y. Anahory, J. Reiner, L. Embon et al. // *Nano Letters.* — 2014. — V. 14, № 11. — P. 6481–6487.
- [102] Probing dynamics and pinning of single vortices in superconductors at nanometer scales / L. Embon, Y. Anahory, A. Suhov et al. // *Sci Rep.* — 2015. — V. 5. — P. 7598.
- [103] Campbell A. M. Flux vortices and transport currents in type II superconductors / A. M. Campbell, J. E. Evetts // *Adv. Phys.* — 1972. — V. 21, № 90. — P. 199–428.
- [104] Clem J. R. Flux-flow noise in superconductors / J. R. Clem // *Physics Reports.* — 1981. — V. 75, № 1. — P. 1 – 55.
- [105] Vortices in high-temperature superconductors / G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 1994. — V. 66. — P. 1125–1388.
- [106] 100 Years of Superconductivity / Ed. by H. Rogalla, P. H. Kes. — Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2012.
- [107] Hempstead, C. F. and Kim, Y. B. Resistive Transitions and Surface effects in Type-II Superconductors / C. F. Hempstead // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — V. 12. — P. 145–148.
- [108] Kim, Y. B. and Hempstead, C. F. and Strnad, A. R. Flux-Flow Resistance in Type-II Superconductors / Y. B. Kim // *Phys. Rev.* — 1965. — V. 139. — P. A1163–A1172.
- [109] Giaever I. Flux pinning and flux-flow resistivity in magnetically coupled superconducting films / I. Giaever // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — V. 16. — P. 460–462.
- [110] Bardeen J. Microscopic theory of superconductivity / J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer // *Phys. Rev.* — 1957. — V. 106. — P. 162–164.
- [111] Kramer L. Theory of dissipative current-carrying states in superconducting filaments / L. Kramer, R. J. Watts-Tobin // *Phys. Rev. Lett.* — 1978. — V. 40. — P. 1041–1044.



- [112] Fomin V. M. Tunable generation of correlated vortices in open superconductor tubes / V. M. Fomin, R. O. Rezaev, O. G. Schmidt // *Nano Lett.* — 2012. — V. 12, № 3. — P. 1282–1287.
- [113] Rezaev R. O. Vortex dynamics controlled by pinning centers on Nb superconductor open microtubes / R. O. Rezaev, V. M. Fomin, O. G. Schmidt // *Physica C.* — 2014. — V. 497. — P. 1 – 5.
- [114] Kato R. Computer simulations of dynamics of flux lines in type-II superconductors / R. Kato, Y. Enomoto, S. Maekawa // *Phys. Rev. B.* — 1991. — V. 44. — P. 6916–6920.
- [115] Coffey W. T. *The Langevin Equation* / W. T. Coffey, Y. P. Kalmykov, J. T. Waldron. — World Scientific, Singapore, 2004.
- [116] Brandt E. H. Computer simulation of flux pinning in type-II superconductors / E. H. Brandt // *Phys. Rev. Lett.* — 1983. — V. 50. — P. 1599–1602.
- [117] Brandt E. Computer simulation of vortex pinning in type-II superconductors. I. two-dimensional simulation / E. Brandt // *J. Low Temp. Phys.* — 1983. — Vol. 53, no. 1-2. — P. 41–70.
- [118] Brandt E. Computer simulation of vortex pinning in type-II superconductors. II. random point pins / E. Brandt // *J. Low Temp. Phys.* — 1983. — Vol. 53, no. 1-2. — P. 71–152.
- [119] Nature of the driving force on an Abrikosov vortex / D.-X. Chen, J. J. Moreno, A. Hernandez et al. // *Phys. Rev. B.* — 1998. — V. 57. — P. 5059–5062.
- [120] Suhl H. Inertial mass of a moving fluxoid / H. Suhl // *Phys. Rev. Lett.* — 1965. — V. 14. — P. 226–229.
- [121] Stephen M. J. Viscosity of type-II superconductors / M. J. Stephen, J. Bardeen // *Phys. Rev. Lett.* — 1965. — V. 14. — P. 112–113.
- [122] Volger J. Viscous flow of flux in a pure superconductor of the second kind / J. Volger, F. A. Staas, A. G. V. Vijfeijken // *Phys. Lett.* — 1964. — V. 9, № 4. — P. 303–304.
- [123] Kim Y. B. Flux-flow resistance in type-II superconductors / Y. B. Kim, C. F. Hempstead, A. R. Strnad // *Phys. Rev.* — 1965. — V. 139. — P. A1163–A1172.
- [124] Tinkham M. Viscous flow of flux in type-II superconductors / M. Tinkham // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — V. 13. — P. 804–807.

- [125] Clem J. R. Local temperature-gradient contribution to flux-flow viscosity in superconductors / J. R. Clem // *Phys. Rev. Lett.* — 1968. — V. 20. — P. 735–738.
- [126] Sonin E. B. Magnus force in superfluids and superconductors / E. B. Sonin // *Phys. Rev. B.* — 1997. — V. 55. — P. 485–501.
- [127] Kopnin N. B. Forces acting on vortices moving in a pure type II superconductor / N. B. Kopnin, V. E. Kravtsov // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1976. — V. 71. — P. 1644–1656.
- [128] Soroka O. K. Vortex Dynamics in Superconductors in the Presence of Anisotropic Pinning: Ph.D. thesis / Johannes Gutenberg University Mainz. — 2005.
- [129] Niessen A. K. Anisotropic pinning and guided motion of vortices in Type-II superconductors / A. K. Niessen, C. H. Weijnsfeld // *J. Appl. Phys.* — 1969. — V. 40, № 1. — P. 384–393.
- [130] Vortex State Microwave Response in Superconducting Cuprates / E. Silva, N. Pompeo, S. Sarti, C. Amabile // *Recent Developments in Superconductivity Research.* — Nova Science, Hauppauge, NY, 2006. — P. 201–243.
- [131] Guided motion of vortices in type-II superconductors / F. A. Staas, A. K. Niessen, W. F. Druyvesteyn, J. v. Suchtelen // *Phys. Lett.* — 1964. — V. 13, № 4. — P. 293–295.
- [132] Even Hall effect in superconducting phase of YBaCuO / Y. V. Kopelevich, V. Lemanov, E. B. Sonin, A. L. Kholkin // *JETP Lett.* — 1989. — V. 50. — P. 212.
- [133] Francavilla T. The observation of a transverse voltage at the superconducting transition of thin films / T. Francavilla, R. Hein // *Magnetics, IEEE Transactions on.* — 1991. — V. 27, № 2. — P. 1039–1042.
- [134] Observation of a transverse voltage in the mixed state of YBCO thin films / T. Francavilla, E. Cukauskas, L. Allen, P. Broussard // *Appl. Supercond., IEEE Transactions on.* — 1995. — V. 5, № 2. — P. 1717–1720.
- [135] Shapiro S. Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations / S. Shapiro // *Phys. Rev. Lett.* — 1963. — V. 11. — P. 80–82.

- [136] Fiory A. T. Quantum interference effects of a moving vortex lattice in Al films / A. T. Fiory // Phys. Rev. Lett. — 1971. — V. 27. — P. 501–503.
- [137] A.C. quantum interference in superconducting films with periodically modulated thickness / P. Martinoli, O. Daldini, C. Leemann, E. Stocker // Solid State Commun. — 1975. — V. 17. — P. 205–209.
- [138] Vortex-line pinning by thickness modulation of superconducting films / O. Daldini, P. Martinoli, J. L. Olsen, G. Berner // Phys. Rev. Lett. — 1974. — V. 32. — P. 218–221.
- [139] Fiory A. T. Critical currents associated with the interaction of commensurate flux-line sublattices in a perforated Al film / A. T. Fiory, A. F. Hebard, S. Somekh // Appl. Phys. Lett. — 1978. — V. 32, № 1. — P. 73–75.
- [140] *ab*-plane anisotropy of transport properties in unidirectionally twinned  $\text{YB}_2\text{C}_3\text{O}_{7-\delta}$  films / C. Villard, G. Koren, D. Cohen et al. // Phys. Rev. Lett. — 1996. — V. 77. — P. 3913–3916.
- [141] Pastoriza H. Role of twin boundaries on the vortex dynamics in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  / H. Pastoriza, S. Candia, G. Nieva // Phys. Rev. Lett. — 1999. — V. 83. — P. 1026–1029.
- [142] Scaling of the Hall resistivity in the solid and liquid vortex phases in twinned single-crystal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  / G. D'Anna, V. Berseth, L. Forró et al. // Phys. Rev. B. — 2000. — V. 61. — P. 4215–4221.
- [143] Feinberg D. Intrinsic pinning and lock-in transition of flux lines in layered type-II superconductors / D. Feinberg, C. Villard // Phys. Rev. Lett. — 1990. — V. 65. — P. 919–922.
- [144] Doyle R. A. Direct observation of intrinsic pinning in YBCO thin films / R. A. Doyle, A. M. Campbell, R. E. Somekh // Phys. Rev. Lett. — 1993. — V. 71. — P. 4241–4244.
- [145] Intrinsic channeling of vortices along the *ab* plane in vicinal  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films / P. Berghuis, E. Di Bartolomeo, G. A. Wagner, J. E. Evetts // Phys. Rev. Lett. — 1997. — V. 79. — P. 2332–2335.
- [146] Anisotropic twin boundary pinning in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  / G. W. Crabtree, W. K. Kwok, U. Welp et al. // Physica C. — 1991. — V. 185–189. — P. 282 – 287.
- [147] Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  / W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp et al. // Phys. Rev. Lett. — 1992. — V. 69. — P. 3370–3373.

- [148] Experimental observation of a new galvanomagnetic effect in YBaCuO single crystals with unidirected twins / V. V. Chabanenko, A. A. Prodan, V. A. Shklovskij et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 1998. — V. 11, № 10. — P. 1133–1136.
- [149] Direct measurement of the anisotropy of the resistivity in the *ab* plane of twin-free, single-crystal, superconducting YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  / T. A. Friedmann, M. W. Rabin, J. Giapintzakis et al. // *Phys. Rev. B.* — 1990. — V. 42. — P. 6217–6221.
- [150] Guiding of vortices in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> single crystals with unidirected twins / V. Chabanenko, A. Prodan, V. Shklovskij et al. // *Physica C.* — 1999. — V. 314. — P. 133–138.
- [151] Yuzhelevski Y. Artificial reversible and programmable magnetic pinning for high-T<sub>c</sub> superconducting thin films / Y. Yuzhelevski, G. Jung // *Physica C.* — 1999. — V. 314, №314. — P. 163–171.
- [152] Morrison D. D. Controlled pinning in superconducting foils by surface microgrooves / D. D. Morrison, R. M. Rose // *Phys. Rev. Lett.* — 1970. — V. 25. — P. 356–359.
- [153] Fabrication of submicrometric magnetic structures by electron-beam lithography / J. I. Martín, Y. Jaccard, A. Hoffmann et al. // *J. Appl. Phys.* — 1998. — V. 84, № 1. — P. 411–415.
- [154] Anisotropic pinning enhancement in Nb films with arrays of submicrometric Ni lines / D. Jaque, E. M. Gonzalez, J. I. Martin et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — V. 81. — P. 2851–2854.
- [155] Soroka O. K. Guiding of vortices under competing isotropic and anisotropic pinning conditions: Theory and experiment / O. K. Soroka, V. A. Shklovskij, M. Huth // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 76. — P. 014504–1–12.
- [156] Mikheenko P. Resonance effect in HTSC films with the superimposed magnetic superlattice / P. Mikheenko, Y. Yuzhelevskii // *Physica C.* — 1993. — V. 217, №1-2. — P. 97–105.
- [157] Highly ordered Fe and Nb stripe arrays on faceted  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(10 $\bar{1}$ 0) / M. Huth, K. Ritley, J. Oster et al. // *Adv. Func. Mat.* — 2002. — V. 12, № 5. — P. 333–338.

- [158] Herring C. Some theorems on the free energies of crystal surfaces / C. Herring // Phys. Rev. — 1951. — V. 82. — P. 87–93.
- [159] Shchukin V. A. Spontaneous ordering of nanostructures on crystal surfaces / V. A. Shchukin, D. Bimberg // Rev. Mod. Phys. — 1999. — V. 71. — P. 1125–1171.
- [160] Shklovskij V. A. Influence of pointlike disorder on the guiding of vortices and the Hall effect in a washboard planar pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // Phys. Rev. B. — 2006. — V. 74. — P. 104511–1–14.
- [161] Silva A. Wideband microwave measurements in Nb/Pd<sub>84</sub>Ni<sub>16</sub>/Nb structures and comparison with thin Nb films / A. Silva, N. Pompeo, S. Sarti // Supercond. Sci. Technol. — 2011. — V. 24, № 2. — P. 024018–1–7.
- [162] Regimes of flux transport at microwave frequencies in nanostructured high- $T_c$  films / R. Wördenweber, E. Hollmann, J. Schubert et al. // Phys. Rev. B. — 2012. — V. 85. — P. 064503–1–6.
- [163] Local probing of the vortex–antivortex dynamics in superconductor/ferromagnet hybrid structures / A. V. Silhanek, V. N. Gladilin, V. de Vondel. J. et al. // Supercond. Sci. Technol. — 2011. — V. 24, № 2. — P. 024007–1–9.
- [164] Sonin E. B. Hall-effect and anisotropy of type-II superconductors in the mixed state / E. B. Sonin, A. L. Kholkin // Solid State Physics. — 1992. — V. 34. — P. 1147–1152.
- [165] Sonin E. B. Pinning of vortices by parallel twin boundaries in superconducting single crystals / E. B. Sonin // Phys. Rev. B. — 1993. — V. 48. — P. 10487–10497.
- [166] Shklovskij V. A. Anisotropic pinning and the mixed-state galvanothermomagnetic properties of superconductors – a phenomenological approach / V. A. Shklovskij // J. Low Temp. Phys. — 1997. — V. 23. — P. 853–857.
- [167] Time-dependent Ginzburg-Landau simulations of vortex guidance by twin boundaries / G. W. Crabtree, G. K. Leaf, H. G. Kaper et al. // Physica C. — 1996. — V. 263, №1–4. — P. 401–408.
- [168] Vortex plastic motion in twinned superconductors / J. Groth, C. Reichhardt, C. J. Olson et al. // Phys. Rev. Lett. — 1996. — V. 77. — P. 3625–3628.
- [169] Vortex dynamics in twinned superconductors / B. Y. Zhu, J. Dong, D. Y. Xing, Z. D. Wang // Phys. Rev. B. — 1998. — V. 57. — P. 5075–5078.

- [170] Mawatari Y. Dynamics of vortices in planar pinning centers and anisotropic conductivity in type-II superconductors / Y. Mawatari // Phys. Rev. B. — 1997. — V. 56. — P. 3433–3437.
- [171] Mawatari Y. Anisotropic current-voltage characteristics in type-II superconductors with planar pinning centers / Y. Mawatari // Phys. Rev. B. — 1999. — V. 59. — P. 12033–12038.
- [172] Chen B. Thermally assisted vortex diffusion in layered high- $T_c$  superconductors / B. Chen, J. Dong // Phys. Rev. B. — 1991. — V. 44. — P. 10206–10209.
- [173] Usatenko O. V. Brownian motion of particles in 1D arbitrary periodic potentials near a phase transition point / O. V. Usatenko, V. A. Shklovskij // J. Phys. A. — 1994. — V. 27, № 15. — P. 5043.
- [174] Shklovskij V. A. Nonlinear dynamics of vortices pinned to unidirectional twins / V. A. Shklovskij, A. K. Soroka, A. A. Soroka // J. Exp. Theor. Phys. — 1999. — V. 89. — P. 1138–1153.
- [175] Shklovskij V. A. Guiding of vortices and the Hall conductivity scaling in a bianisotropic planar pinning potential / V. A. Shklovskij // Phys. Rev. B. — 2002. — V. 65. — P. 092508–1–4.
- [176] Scaling of the Hall resistivity in high- $T_c$  superconductors / V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, M. V. Feigel'man, G. Blatter // Phys. Rev. Lett. — 1993. — V. 71. — P. 1242–1245.
- [177] Shklovskij V. A. Guiding of vortices and ratchet effect in superconducting films with asymmetric pinning potential / V. A. Shklovskij, V. V. Sosedkin // Phys. Rev. B. — 2009. — V. 80. — P. 214526–1–13.
- [178] Shklovskij V. A. Hot electrons in metals at low temperatures / V. A. Shklovskij // J. Low Temp. Phys. — 1980. — V. 41. — P. 375–396.
- [179] Bezuglyj A. Effect of self-heating on flux flow instability in a superconductor near  $T_c$  / A. Bezuglyj, V. Shklovskij // Physica C. — 1992. — V. 202, №314. — P. 234–242.
- [180] Coffey M. W. Unified theory of effects of vortex pinning and flux creep upon the rf surface impedance of type-II superconductors / M. W. Coffey, J. R. Clem // Phys. Rev. Lett. — 1991. — V. 67. — P. 386–389.

- [181] Brandt E. H. Linear a.c. response of high-Tc superconductors and the irreversibility line / E. H. Brandt // *Physica Scripta*. — 1992. — V. 1992, №T45. — P. 63.
- [182] Pompeo N. Reliable determination of vortex parameters from measurements of the microwave complex resistivity / N. Pompeo, E. Silva // *Phys. Rev. B*. — 2008. — V. 78. — P. 094503–1–10.
- [183] Shklovskij V. A. Determination of coordinate dependence of pinning potential from microwave experiment with vortices / V. A. Shklovskij // *Proceedings of Fifth International Conference on Mathematical Modeling and Computer Simulation of Materials Technologies “MMT 2008”*. — Ariel, Israel, 2008.
- [184] Shklovskij V. A. AC-driven vortices and the Hall effect in a superconductor with a tilted washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Phys. Rev. B*. — 2008. — V. 78. — P. 104526–1–12.
- [185] Grüner G. The dynamics of charge-density waves / G. Grüner // *Rev. Mod. Phys.* — 1988. — V. 60. — P. 1129–1181.
- [186] Skyrmion lattice in a chiral magnet / S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al. // *Science*. — 2009. — V. 323, №5916. — P. 915–919.
- [187] Reichhardt C. Shapiro steps for skyrmion motion on a washboard potential with longitudinal and transverse ac drives / C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt // *arXiv:1507.03023v1*.
- [188] Reimann P. Brownian motors: noisy transport far from equilibrium / P. Reimann // *Physics Reports*. — 2002. — V. 361, №2–4. — P. 57 – 265.
- [189] Hänggi P. Artificial Brownian motors: Controlling transport on the nanoscale / P. Hänggi, F. Marchesoni // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — V. 81. — P. 387–442.
- [190] Silhanek A. V. Guided Vortex Motion and Vortex Ratchets in Nanostructured Superconductors / A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov // *Nanoscience and Engineering in Superconductivity*. — Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2010. — P. 1–24.
- [191] Feynman R. P. *The Feynman Lectures on Physics* / R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands. — MA: Addison-Wesley, 1963. — V. I. Reading.

- [192] Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry / K. Svoboda, C. F. Schmidt, B. J. Schnapp, S. M. Block // *Nature*. — 1993. — V. 365. — P. 721–727.
- [193] Directional motion of brownian particles induced by a periodic asymmetric potential / J. Rousselet, L. Salome, A. Ajdari, J. Prost // *Nature*. — 1994. — V. 370. — P. 446–447.
- [194] Voltage rectification by a SQUID ratchet / I. Zapata, R. Bartussek, F. Sols, P. Hänggi // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — V. 77. — P. 2292–2295.
- [195] Carapella G. Ratchet effect: Demonstration of a relativistic fluxon diode / G. Carapella, G. Costabile // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 87. — P. 077002.
- [196] Deterministic Josephson vortex ratchet with a load / M. Knufinke, K. Ilin, M. Siegel et al. // *Phys. Rev. E*. — 2012. — V. 85. — P. 011122–1–9.
- [197] Gommers R. Quasiperiodically driven ratchets for cold atoms / R. Gommers, S. Denisov, F. Renzoni // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — V. 96. — P. 240604.
- [198] Vortex core deformation and stepper-motor ratchet behavior in a superconducting aluminum film containing an array of holes / J. Van de Vondel, V. N. Gladilin, A. V. Silhanek et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 106. — P. 137003–1–4.
- [199] Self-organized mode-locking effect in superconductor/ferromagnet hybrids / J. Van de Vondel, A. V. Silhanek, V. Metlushko et al. // *Phys. Rev. B*. — 2009. — V. 79. — P. 054527.
- [200] Complex synchronization structure of an overdamped ratchet with discontinuous periodic forcing / D. G. Zarlenga, H. A. Larrondo, C. M. Arizmendi, F. Family // *Phys. Rev. E*. — 2009. — V. 80. — P. 011127.
- [201] Jung P. Regular and chaotic transport in asymmetric periodic potentials: Inertia ratchets / P. Jung, J. G. Kissner, P. Hänggi // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — V. 76. — P. 3436–3439.
- [202] Mateos J. L. Chaotic transport and current reversal in deterministic ratchets / J. L. Mateos // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — V. 84. — P. 258–261.
- [203] Reimann P. Introduction to the physics of Brownian motors / P. Reimann, P. Hänggi // *Appl. Phys. A*. — 2002. — V. 75. — P. 169–178.



- [204] Olson Reichhardt C. Rectification and flux reversals for vortices interacting with triangular traps / C. Olson Reichhardt, C. Reichhardt // *Physica C: Superconductivity*. — 2005. — V. 432, №3–4. — P. 125 – 132.
- [205] Controlled multiple reversals of a ratchet effect / C. C. de Souza Silva, J. Van de Vondel, M. Morelle, V. V. Moshchalkov // *Nature*. — 2006. — V. 440. — P. 651–654.
- [206] Reducing vortex density in superconductors using the “ratchet effect” / C.-S. Lee, B. Janko, I. Derenyi, A.-L. Barabasi // *Nature*. — 1999. — V. 400. — P. 337–340.
- [207] Superconducting fluxon pumps and lenses / J. F. Wambaugh, C. Reichhardt, C. J. Olson et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — V. 83. — P. 5106–5109.
- [208] A superconducting reversible rectifier that controls the motion of magnetic flux quanta / J. E. Villegas, S. Savel’ev, F. Nori et al. // *Science*. — 2003. — V. 302, №5648. — P. 1188–1191.
- [209] Current reversal in collective ratchets induced by lattice instability / L. Dinis, E. M. González, J. V. Anguita et al. // *Phys. Rev. B*. — 2007. — V. 76. — P. 212507.
- [210] Origin of reversed vortex ratchet motion / W. Gillijns, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — V. 99. — P. 247002.
- [211] Lattice effects and current reversal in superconducting ratchets / L. Dinis, E. M. González, J. V. Anguita et al. // *New J. Phys.* — 2007. — V. 9, № 10. — P. 366–1–13.
- [212] High-frequency vortex ratchet effect in a superconducting film with a nanoengineered array of asymmetric pinning sites / B. B. Jin, B. Y. Zhu, R. Wördenweber et al. // *Phys. Rev. B*. — 2010. — V. 81. — P. 174505–1–7.
- [213] Vortex ratchet reversal at fractional matching fields in kagomélike array with symmetric pinning centers / D. Perez de Lara, A. Alija, E. M. Gonzalez et al. // *Phys. Rev. B*. — 2010. — V. 82. — P. 174503–1–6.
- [214] Vortex ratchet reversal: Role of interstitial vortices / D. Perez de Lara, M. Erekhinsky, E. M. Gonzalez et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — V. 83. — P. 174507.
- [215] Arzola A. V. Experimental control of transport and current reversals in a deterministic optical rocking ratchet / A. V. Arzola, K. Volke-Sepúlveda, J. L. Mateos // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 106. — P. 168104.

- [216] Vortex lattice motion in the flux creep regime on asymmetric pinning potentials / D. Perez de Lara, M. Velez, A. Gomez et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2013. — V. 26, № 3. — P. 035016.
- [217] Shapiro steps in a superconducting film with an antidot lattice / L. Van Look, E. Rosseel, M. J. Van Bael et al. // *Phys. Rev. B.* — 1999. — V. 60. — P. R6998–R7000.
- [218] Rocking ratchet induced by pure magnetic potentials with broken reflection symmetry / D. Perez de Lara, F. J. Castaño, B. G. Ng et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — V. 80. — P. 224510–1–7.
- [219] Zolocheskii I. V. Stimulation of superconductivity by microwave radiation in wide tin films / I. V. Zolocheskii // *Low Temp. Phys.* — 2013. — V. 39. — P. 571.
- [220] Quantitative analysis of the critical current due to vortex pinning by surface corrugation / A. Pautrat, J. Scola, C. Goupil et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — V. 69. — P. 224504–1–5.
- [221] Peroz C. Flux flow properties of niobium thin films in clean and dirty superconducting limits / C. Peroz, C. Villard // *Phys. Rev. B.* — 2005. — V. 72. — P. 014515–1–6.
- [222] Evaluating free flux flow in low-pinning molybdenum-germanium superconducting films / M. Liang, M. N. Kunchur, J. Hua, Z. Xiao // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 82. — P. 064502–1–5.
- [223] Reichhardt C. Dynamic phases of vortices in superconductors with periodic pinning / C. Reichhardt, C. J. Olson, F. Nori // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — V. 78. — P. 2648–2651.
- [224] Kokubo N. Dynamic ordering and frustration of confined vortex rows studied by mode-locking experiments / N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes // *Phys. Rev. B.* — 2004. — V. 69. — P. 064504–1–10.
- [225] Dynamic ordering of driven vortex matter in the peak effect regime of amorphous molybdenum films and 2H–NbSe<sub>2</sub> crystals / N. Kokubo, T. Asada, K. Kadowaki et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 75. — P. 184512–1–8.
- [226] Dynamic ordering and instability of the vortex lattice in Nb films exhibiting moderately strong pinning / G. Grimaldi, A. Leo, A. Nigro et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — V. 80. — P. 144521–1–10.

- [227] Kunchur M. N. Unstable flux flow due to heated electrons in superconducting films / M. N. Kunchur // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — V. 89. — P. 137005–1–4.
- [228] Flux-flow instabilities in amorphous  $\text{Nb}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$  microbridges / D. Babic, J. Bentner, C. Sürgers, C. Strunk // *Phys. Rev. B.* — 2004. — V. 69. — P. 092510–1–4.
- [229] Vodolazov D. Y. Rearrangement of the vortex lattice due to instabilities of vortex flow / D. Y. Vodolazov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 76. — P. 014521–1–9.
- [230] Current-induced vortex trapping in asymmetric toothed channels / J. Cuppens, G. W. Ataklti, V. V. Moshchalkov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 84. — P. 184507–1–5.
- [231] Rectification of vortex motion in a circular ratchet channel / N. S. Lin, T. W. Heitmann, K. Yu et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 84. — P. 144511–1–12.
- [232] Vortex dynamics in superconducting channels with periodic constrictions / K. Yu, M. B. S. Hesselberth, P. H. Kes, B. L. T. Plourde // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 81. — P. 184503–1–5.
- [233] Reichhardt C. J. O. Commensurability, jamming, and dynamics for vortices in funnel geometries / C. J. O. Reichhardt, C. Reichhardt // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 81. — P. 224516–1–14.
- [234] Wördenweber R. Guidance of vortices and the vortex ratchet effect in high- $T_c$  superconducting thin films obtained by arrangement of antidots / R. Wördenweber, P. Dymashevski, V. R. Misko // *Phys. Rev. B.* — 2004. — V. 69. — P. 184504–1–6.
- [235] Wördenweber R. Guided vortex motion in high- $t_c$  superconducting thin films and devices with special arrangements of artificial defects / R. Wördenweber, P. Dymashevski // *Physica C: Superconductivity.* — 2004. — V. 404, №1–4. — P. 421 – 425.
- [236] Guided vortex motion in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  thin films with collective ratchet pinning potentials / A. Palau, C. Monton, V. Rouco et al. // *Phys. Rev. B.* — 2012. — V. 85. — P. 012502–1–5.
- [237] Vortex-rectification effects in films with periodic asymmetric pinning / J. Van de Vondel, C. C. de Souza Silva, B. Y. Zhu et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — V. 94. — P. 057003–1–4.

- [238] Current crowding effects in superconducting corner-shaped Al microstrips / O.-A. Adami, D. Cerbu, D. Cabosart et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — V. 102, № 5. — P. 052603–1–5.
- [239] Clem J. R. Geometry-dependent critical currents in superconducting nanocircuits / J. R. Clem, K. K. Berggren // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 84. — P. 174510.
- [240] Predicted field-dependent increase of critical currents in asymmetric superconducting nanocircuits / J. R. Clem, Y. Mawatari, G. R. Berdiyrov, F. M. Peeters // *Phys. Rev. B.* — 2012. — V. 85. — P. 144511–1–6.
- [241] Imaging the statics and dynamics of superconducting vortices and antivortices induced by magnetic microdisks / R. B. G. Kramer, A. V. Silhanek, W. Gillijns, V. V. Moshchalkov // *Phys. Rev. X.* — 2011. — V. 1. — P. 021004.
- [242] Magnetic pinning of flux lattice in superconducting-nanomagnet hybrids / D. Perez de Lara, F. J. Castao, B. G. Ng et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — V. 99, № 18. — P. –.
- [243] Ray D. Pinning, ordering, and dynamics of vortices in conformal crystal and gradient pinning arrays / D. Ray, C. Reichhardt, C. J. O. Reichhardt // *Phys. Rev. B.* — 2014. — V. 90. — P. 094502.
- [244] Orientational ordering, buckling, and dynamic transitions for vortices interacting with a periodic quasi-one dimensional substrate / Q. L. Thien, D. McDermott, C. J. Olson Reichhardt, C. Reichhardt // *arXiv:1508.05402.* — 2015.
- [245] V. G. Volotskaya, I. M. Dmitrenko, O. A. Koretsakaya, L. E. Musienko // *Fiz. Nizk. Temp.* — 1992. — V. 18. — P. 973.
- [246] Electronic instability at high flux-flow velocities in high- $T_c$  superconducting films / S. G. Doettinger, R. P. Huebener, R. Gerdemann et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — V. 73. — P. 1691–1694.
- [247] Knight J. M. Energy relaxation at a hot-electron vortex instability / J. M. Knight, M. N. Kunchur // *Phys. Rev. B.* — 2006. — V. 74. — P. 064512.
- [248] Liang M. Vortex instability in molybdenum-germanium superconducting films / M. Liang, M. N. Kunchur // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 82. — P. 144517.

- [249] Magnetic field and temperature dependence of the critical vortex velocity in type-II superconducting films / G. Grimaldi, A. Leo, C. Cirillo et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2009. — V. 21, № 25. — P. 254207.
- [250] Controlling flux flow dissipation by changing flux pinning in superconducting films / G. Grimaldi, A. Leo, A. Nigro et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — V. 100, № 20. — P. 202601.
- [251] Evidence for low-field crossover in the vortex critical velocity of type-II superconducting thin films / G. Grimaldi, A. Leo, D. Zola et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 82. — P. 024512-1-6.
- [252] Quasiparticle scattering time in niobium superconducting films / A. Leo, G. Grimaldi, R. Citro et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 84. — P. 014536-1-7.
- [253] Influence of artificial pinning on vortex lattice instability in superconducting films / A. V. Silhanek, A. Leo, G. Grimaldi et al. // *New J. Phys.* — 2012. — V. 14, № 5. — P. 053006.
- [254] Carapella G. A single Abrikosov vortex trapped in a mesoscopic superconducting cylindrical surface / G. Carapella, P. Sabatino, G. Costabile // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2011. — V. 23, № 43. — P. 435701.
- [255] Sabatino P. Magneto-transport properties of curved mesoscopic superconducting strips / P. Sabatino, C. G., G. Costabile // *Supercond. Sci. Technol.* — 2011. — V. 24, № 12. — P. 125007.
- [256] Switchable collective pinning of flux quanta using magnetic vortex arrays: Experiments on square arrays of Co dots on thin superconducting films / J. E. Villegas, K. D. Smith, L. Huang et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — V. 77. — P. 134510-1-5.
- [257] González M. P. Quantitative analysis of the guidance of vortices in superconducting films with magnetic dots / M. P. González, E. Hollmann, R. Wördenweber // *J. Appl. Phys.* — 2007. — V. 102, № 6. — P. 063904-1-4.
- [258] Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures / M. Velez, J. I. Martin, J. E. Villegas et al. // *J. Magn. Magnet. Mat.* — 2008. — V. 320, № 21. — P. 2547-2562.

- [259] Effect of a dc magnetic field on the microwave losses in  $\text{MgB}_2$  thin films / A. G. Zaitsev, R. Schneider, R. Hott et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 75. — P. 212505–1-4.
- [260] Pattern induced phase transition of vortex motion in high- $T_c$  films / R. Wördenweber, E. Hollmann, J. Schubert et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — V. 94, № 20. — P. 202501–1-3.
- [261] High-transition-temperature superconducting quantum interference devices / D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 1999. — V. 71. — P. 631–686.
- [262] Dependence of count rate on magnetic field in superconducting thin-film tan single-photon detectors / A. Engel, A. Schilling, K. Il'in, M. Siegel // *Phys. Rev. B.* — 2012. — V. 86. — P. 140506.
- [263] Improving the performance of superconducting microwave resonators in magnetic fields / D. Bothner, T. Gaber, M. Kemmler et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — V. 98, № 10. — P. 102504–1-4.
- [264] Reducing microwave loss in superconducting resonators due to trapped vortices / C. Song, M. P. DeFeo, K. Yu, B. L. T. Plourde // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — V. 95, № 23. — P. 232501–1-3.
- [265] Lahl P. Probing microwave properties of high- $T_c$  films via small dc magnetic fields / P. Lahl, R. Wördenweber // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — V. 81, № 3. — P. 505–507.
- [266] Flux avalanches triggered by microwave depinning of magnetic vortices in Pb superconducting films / A. A. Awad, F. G. Aliev, G. W. Ataklti et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 84. — P. 224511.
- [267] Observation of commensurability effects in a patterned thin superconducting Pb film using microwave reflection spectrometry / P.-d.-J. Cuadra-Solis, A. Garcia-Santiago, J. M. Hernandez et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — V. 89. — P. 054517.
- [268] Microwave response of thin niobium films under perpendicular static magnetic fields / D. Janjušević, M. S. Grbić, M. Požek et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — V. 74. — P. 104501–1–7.

- [269] Superconducting and structural properties of Nb/PdNi/Nb trilayers / N. Pompeo, K. Torokhtii, C. Meneghini et al. // *J. Supercond. Nov. Magnet.* — 2013. — Vol. 26, no. 5. — Pp. 1939–1943.
- [270] Microwave-stimulated superconductivity due to presence of vortices / A. Lara, F. G. Aliev, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov // *Sci. Rep.* — 2015. — V. 5. — P. 9187–1-8.
- [271] Robustness of the  $0 - \pi$  transition against compositional and structural ageing in superconductor/ferromagnetic/superconductor heterostructures / R. Loria, C. Meneghini, K. Torokhtii et al. // *Phys. Rev. B* — 2015. — V. 92. — P. 184106–1-10.
- [272] Effect of flux flow on microwave losses in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting films / A. G. Zaitsev, R. Schneider, G. Linker et al. // *Phys. Rev. B*. — 2003. — V. 68. — P. 104502–1-8.
- [273] Shklovskij V. A. Influence of point-like disorder on the guiding of vortices in a rotating current scheme / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *Physica C: Superconductivity*. — 2007. — V. 460–462, № 0. — P. 1253 – 1254.
- [274] Shklovskij V. A. Nonlinear two-dimensional frequency- and temperature-dependent vortex dynamics in a tilted washboard pinning potential / V. A. Shklovskij, O. V. Dobrovolskiy // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2009. — V. 150, № 5. — P. 052241–1-4.
- [275] Shklovskij V. A. Nonlinear two-dimensional temperature-dependent impedance and the ac power absorption by vortices in a tilted washboard pinning potential / V. A. Shklovskij // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2009. — V. 150, № 5. — P. 052240–1-4.
- [276] Shklovskij V. A. Effect of the transport current on microwave absorption by vortices in type-II superconductors / V. A. Shklovskij, D. T. B. Hop // *Low Temp. Phys.* — 2009. — V. 35, № 5. — P. 365–369.
- [277] Shklovskij V. A. The Hall effect and microwave absorption by vortices in an anisotropic superconductor with a periodic pinning potential / V. A. Shklovskij, D. T. B. Hop // *Low Temp. Phys.* — 2010. — V. 36, № 71. — P. 71–80.

- [278] Shklovskij V. A. Guided vortex motion and ratchet effect in an anisotropic superconductor with a periodic pinning potential / V. A. Shklovskij, J.-T. Seo // *Low Temp. Phys.* — 2014. — V. 40, № 12. — P. 1048–1057.
- [279] Vortex dynamics in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> films / P. Martinoli, P. Flückiger, V. Marsico et al. // *Physica B.* — 1990. — V. 165–166, Part 2, № 0. — P. 1163 – 1164.
- [280] Golosovsky M. Fluxon viscosity in high- $T_c$  superconductors / M. Golosovsky, Y. Naveh, D. Davidov // *Phys. Rev. B.* — 1992. — V. 45. — P. 7495–7498.
- [281] Kautz R. L. Noise, chaos, and the Josephson voltage standard / R. L. Kautz // *Rep. Progr. Phys.* — 1996. — V. 59, № 8. — P. 935–992.
- [282] Shapiro S. Effect of microwaves on Josephson currents in superconducting tunneling / S. Shapiro, A. R. Janus, S. Holly // *Rev. Mod. Phys.* — 1964. — V. 36. — P. 223–225.
- [283] Jung P. Effect of periodic driving on the escape in periodic potentials / P. Jung, P. Hanngi // *Ber. Bunsen-Ges. Phys. Chem.* — 1990. — V. 95. — P. 311–318.
- [284] Likharev K. K. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits / K. K. Likharev. — Gordon and Breach, New York, 1986.
- [285] Coffey W. T. Effective-eigenvalue approach to the nonlinear Langevin equation for the Brownian motion in a tilted periodic potential: Application to the Josephson tunneling junction / W. T. Coffey, Y. P. Kalmykov, E. S. Massawe // *Phys. Rev. E.* — 1993. — V. 48. — P. 77–87.
- [286] Properties of resonant activation phenomena / M. Boguñá, J. M. Porrà, J. Masoliver, K. Lindenberg // *Phys. Rev. E.* — 1998. — V. 57. — P. 3990–4002.
- [287] Bartussek R. Periodically rocked thermal ratchets / R. Bartussek, P. Hänggi, J. G. Kissner // *Europhys. Lett.* — 1994. — V. 28, № 7. — P. 459.
- [288] Hänggi P. Brownian rectifiers: How to convert brownian motion into directed transport / P. Hänggi, R. Bartussek // *Nonlinear Physics of Complex Systems* / Ed. by J. Parisi, S. Müller, W. Zimmermann. — Springer, Berlin Heidelberg, 1996. — V. 476 of *Lecture Notes in Physics*.



- [289] Disorder induced diffusive transport in ratchets / M. N. Popescu, C. M. Arizmendi, A. L. Salas-Brito, F. Family // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — V. 85. — P. 3321–3324.
- [290] *I - V* characteristics of microwave-driven Josephson junctions in the low-frequency and high-damping regime / C. Vanneste, C. C. Chi, K. H. Brown et al. // *Phys. Rev. B.* — 1985. — V. 31. — P. 4230–4233.
- [291] Coffey W. T. Nonlinear impedance of a microwave-driven Josephson junction with noise / W. T. Coffey, J. L. Déjardin, Y. P. Kalmykov // *Phys. Rev. B.* — 2000. — V. 62. — P. 3480–3487.
- [292] Nonlinear magnetization relaxation of superparamagnetic nanoparticles in superimposed ac and dc magnetic bias fields / S. V. Titov, P.-M. Déjardin, H. El Mrabti, Y. P. Kalmykov // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 82. — P. 100413.
- [293] Stochastic resonance / L. Gammaitoni, P. Hänggi, P. Jung, F. Marchesoni // *Rev. Mod. Phys.* — 1998. — V. 70. — P. 223–287.
- [294] Nonlinear effects in high-temperature superconductors: 3rd order intercept from harmonic generation / C. Wilker, S. Zhi-Yuan, P. Pang et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1995. — V. 5. — P. 1665–1670.
- [295] Microwave loss and intermodulation in  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_y$  thin films / B. A. Willemsen, K. E. Kihlstrom, T. Dahm et al. // *Phys. Rev. B.* — 1998. — V. 58. — P. 6650–6654.
- [296] Gallitto A. A. Harmonic emission at microwave frequencies in  $YBa_2Cu_3O_7$  single crystals near  $T_c$  / A. A. Gallitto, M. L. Vigni // *Physica C.* — 1998. — V. 305, №1–2. — P. 75–84.
- [297] Booth J. On-wafer measurements of nonlinear effects in high temperature superconductors / J. Booth, L. Vale, R. Ono // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2001. — V. 11. — P. 1387–1391.
- [298] Pestov E. E. Third-order local microwave resistive response of  $YBaCuO$  and  $Nb$  films / E. E. Pestov, Y. P. Nozdrin, V. V. Kurin // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2011. — V. 11. — P. 131–134.
- [299] Giant acceleration of free diffusion by use of tilted periodic potentials / P. Reimann, C. Van den Broeck, H. Linke et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 87. — P. 010602–1–4.

- [300] Jung P. Amplification of small signals via stochastic resonance / P. Jung, P. Hänggi // Phys. Rev. A. — 1991. — V. 44. — P. 8032–8042.
- [301] Vortex dynamics in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  films / P. Martinoli, P. Fluckiger, V. Marsico et al. // Physica B. — 1990. — V. 165–166, № 0. — P. 1163–1164.
- [302] Lowell J. Investigation of pinning sites in superconductors by means of alternating currents. II. experiments / J. Lowell // J. Phys. F: Metal Phys. — 1972. — V. 2, № 3. — P. 559.
- [303] Golubov A. A. The current-phase relation in Josephson junctions / A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, E. Il'ichev // Rev. Mod. Phys. — 2004. — V. 76. — P. 411–469.
- [304] Kelly P. J. Magnetron sputtering: A review of recent developments and applications / P. J. Kelly, R. D. Arnell // Vacuum. — 2000. — V. 56, № 3. — P. 159–172.
- [305] Thornton J. A. Magnetron sputtering: Basic physics and application to cylindrical magnetrons / J. A. Thornton // J. Vac. Sci. Technol. — 1978. — V. 15, № 2. — P. 171–177.
- [306] Wildes A. R. The growth and structure of epitaxial niobium on sapphire / A. R. Wildes, J. Mayer, K. Theis-Bróhl // Thin Solid Films. — 2001. — V. 401, №1–2. — P. 7–34.
- [307] Thornton J. High rate thick film growth / J. Thornton // Annu. Rev. Mater. Sci. — 1977. — V. 7. — P. 239–260.
- [308] Flynn C. P. Constraints on the growth of metallic superlattices / C. P. Flynn // J. Phys. F. — 1988. — V. 18, № 9. — P. L195–L200.
- [309] Wu C. Intrinsic stress of magnetron-sputtered niobium films / C. Wu // Thin Solid Films. — 1979. — V. 64, № 1. — P. 103–110.
- [310] Schuster M. Application of graded multilayer optics in x-ray diffraction / M. Schuster, H. Göbel // Adv. X-ray Anal. — 1998. — V. 39. — P. 57–66.
- [311] Verman B. Analytical comparison of parallel beam and Bragg-Brentano diffractometer performances / B. Verman, B. Kim // Mater. Sci. Forum. — 2004. — V. 443–444. — P. 167–170.

- [312] Mercury CSD 2.0 — new features for the visualization and investigation of crystal structures / C. F. Macrae, I. J. Bruno, J. A. Chisholm et al. // *J. Appl. Cryst.* — 2008. — V. 41, № 2. — P. 466–470.
- [313] Sürgers C. Effect of substrate temperature on the microstructure of thin niobium films / C. Sürgers, C. Strunk, H. v. Löhneysen // *Thin Solid Films.* — 1994. — V. 239, № 1. — P. 51–56.
- [314] Thickness dependence of pinning mechanisms in granular Nb thin films / S. Prischepe, D. Montemurro, C. Cirillo et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2006. — V. 19, № 11. — P. 1124–1129.
- [315] Huth M. Titanium thin film growth on small and large misfit substrates / M. Huth, C. Flynn // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — V. 71, № 17. — P. 2466–2468.
- [316] Reichelt R. Scanning electron microscopy / R. Reichelt // *Science of Microscopy.* — 2007. — P. 133–272.
- [317] Schneider R. Energy-dispersive x-ray spectroscopy (EDXS) / R. Schneider // *Surf. Thin Film Analys.* — 2011. — P. 293–310.
- [318] Friel J. X-ray and Image Analysis in Electron Microscopy / J. Friel. — Princeton Gamma-Tech, 2004.
- [319] CASino v2.42 –a fast and easy-to-use modeling tool for scanning electron microscopy and microanalysis users / D. Drouin, A. R. Couture, D. Joly et al. // *Scan. Electr. Microscopy.* — 2007. — V. 29, № 3. — P. 92–101.
- [320] A comparison of focused ion beam and electron beam induced deposition processes / S. Lipp, L. Frey, C. Lehrer et al. // *Proc. 7th Europ. Symp. Reliab. Electron Devices, Failure Physics and Analysis.* — 1996.
- [321] Fowlkes J. D. Growth and simulation of high-aspect ratio nanopillars by primary and secondary electron-induced deposition / J. D. Fowlkes, S. J. Randolph, P. D. Rack // *J. Vac. Sci. Technol. B.* — 2005. — V. 23, № 6. — P. 2825–2832.
- [322] Focused electron beam induced deposition: A perspective / M. Huth, F. Porrati, C. Schwalb et al. // *Beilstein J. Nanotechnol.* — 2012. — V. 3. — P. 597–619.

- [323] Botman A. Creating pure nanostructures from electron-beam-induced deposition using purification techniques: a technology perspective / A. Botman, J. J. L. Mulders, C. W. Hagen // *Nanotechnol.* — 2009. — V. 20, № 37. — P. 372001–1-17.
- [324] Mulders J. J. L. Electron beam induced deposition at elevated temperatures: compositional changes and purity improvement / J. J. L. Mulders, L. M. Belova, A. Riazanova // *Nanotechnol.* — 2010. — V. 22, № 5. — P. 055302–1-7.
- [325] Nakayama Y. Investigation of the ion ejection mechanism of gallium liquid metal ion sources / Y. Nakayama, T. Makabe // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 1993. — V. 26, № 10. — P. 1769.
- [326] Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films / A. I. Gubin, K. S. Il'in, S. A. Vitusevich et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — V. 72. — P. 064503–1–8.
- [327] Hazra D. Correlation between structural and superconducting properties of nanogranular disordered Nb thin films / D. Hazra, M. Mondal, A. K. Gupta // *Physica C.* — 2009. — V. 469, №7–8. — P. 268–272.
- [328] Tinkham M. *Introduction to Superconductivity* / M. Tinkham. — Mineola, New York, 2004.
- [329] Suppression of dissipation in Nb thin films with triangular antidot arrays by random removal of pinning sites / M. Kemmler, D. Bothner, K. Ilin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — V. 79. — P. 184509.
- [330] Ziegler J. F. *The Stopping and Ranges of Ions in Solids* / J. F. Ziegler, J. B. Biersack, U. Littmarck. — Pergamon, New York, 1985.
- [331] James A. M. *Macmillan's Chemical and Physical Data* / A. M. James, M. P. Lord. — Macmillan, London, 1992.
- [332] Grüneisen E. In *Handbuch der Physik* / E. Grüneisen // *Handbuch der Physik.* — Verlag Julius Springer, Berlin, 1926. — P. 1–59.
- [333] Bloch F. Zum elektrischen Widerstandsgesetz bei tiefen Temperaturen. / F. Bloch // *Z. Phys. A.* — 1930. — V. 59. — P. 208–214.
- [334] Ziman J. M. *Electrons and Phonons* / J. M. Ziman. — Clarendon Press, Oxford, 1960.

- [335] Bid A. Temperature dependence of the resistance of metallic nanowires of diameter  $\geq 15$  nm: Applicability of Bloch-Grüneisen theorem / A. Bid, A. Bora, A. K. Raychaudhuri // *Phys. Rev. B.* — 2006. — V. 74. — P. 035426–1–8.
- [336] Superconducting properties and Hall effect of epitaxial NbN thin films / S. P. Chockalingam, M. Chand, J. Jesudasan et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — V. 77. — P. 214503–1–8.
- [337] Some measurements on the effective resistance and the Hall angle in type II superconductors / H. Van Beelen, J. Van Braam Houckgeest, M. H. Thomas et al. // *Physica.* — 1967. — V. 36, № 2. — P. 241–253.
- [338] Anomalous Hall effect studied via guided vortex motion / R. Wördenweber, J. Sankarraaj, P. Dymashevski, E. Hollmann // *Physica C.* — 2006. — V. 434, № 1. — P. 101–104.
- [339] Segal A. Inhomogeneity and transverse voltage in superconductors / A. Segal, M. Karpovskii, A. Gerber // *Phys. Rev. B.* — 2011. — V. 83. — P. 094531–1–6.
- [340] Berlincourt T. G. Hall effect, resistivity, and magnetoresistivity of Th, U, Zr, Ti, and Nb / T. G. Berlincourt // *Phys. Rev.* — 1959. — V. 114. — P. 969–977.
- [341] Beaulac T. P. Hall coefficient in pure metals: Lowest-order calculation for Nb and Cu / T. P. Beaulac, F. J. Pinski, P. B. Allen // *Phys. Rev. B.* — 1981. — V. 23. — P. 3617–3619.
- [342] Pseudogap-driven sign reversal of the Hall effect / D. V. Evtushinsky, A. A. Kordyuk, V. B. Zabolotnyy et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — V. 100. — P. 236402–1–4.
- [343] Critical current density in thin superconducting TaN film structures / K. S. Il'in, D. Rall, M. Siegel, A. Semenov // *Physica C.* — 2012. — V. 479, № 0. — P. 176–178.
- [344] Temperature dependence of Nb penetration depth measured by a resistive method / D. H. Kim, K. T. Kim, H. G. Hong et al. // *Cryogenics.* — 2003. — V. 43. — P. 561–565.
- [345] Pearl J. Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids / J. Pearl // *Appl. Phys. Lett.* — 1964. — V. 5, № 4. — P. 65–66.
- [346] Maxfield B. W. Superconducting penetration depth of niobium / B. W. Maxfield, W. L. McLean // *Phys. Rev.* — 1965. — V. 139. — P. A1515–A1522.

- [347] Vortex phases and energy dissipation in narrow Nb strips: Reduction of collective pinning / Y. Ando, H. Kubota, S. Tanaka et al. // *Phys. Rev. B.* — 1993. — V. 47. — P. 5481–5484.
- [348] Skocpol W. J. Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges / W. J. Skocpol, M. R. Beasley, M. Tinkham // *J. Appl. Phys.* — 1974. — V. 45, № 9. — P. 4054–4066.
- [349] Likharev K. K. Superconducting weak links / K. K. Likharev // *Rev. Mod. Phys.* — 1979. — V. 51. — P. 101–159.
- [350] Influence of thickness, width and temperature on critical current density of Nb thin film structures / K. Il'in, D. Rall, M. Siegel et al. // *Physica C.* — 2010. — V. 470, № 19. — P. 953–956.
- [351] Anderson P. W. Theory of flux creep in hard superconductors / P. W. Anderson // *Phys. Rev. Lett.* — 1962. — V. 9. — P. 309–311.
- [352] Thermally activated dissipation in BiSrCaCuO / T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — V. 61. — P. 1662–1665.
- [353] Depinning and dynamics of vortices confined in mesoscopic flow channels / R. Besseling, P. H. Kes, T. Dröse, V. M. Vinokur // *New J. Phys.* — 2005. — V. 7, № 1. — P. 71–1–53.
- [354] Josephson oscillation of a moving vortex lattice / P. Martinoli, O. Daldini, C. Lee-mann, B. Van den Brandt // *Phys. Rev. Lett.* — 1976. — V. 36. — P. 382–385.
- [355] Washboard frequency of the moving vortex lattice in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.93}$  detected by ac-dc interference / J. M. Harris, N. P. Ong, R. Gagnon, L. Taillefer // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — V. 74. — P. 3684–3687.
- [356] Mode locking of vortex matter driven through mesoscopic channels / N. Kokubo, R. Besseling, V. M. Vinokur, P. H. Kes // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — V. 88. — P. 247004–1–4.
- [357] Anisotropy and directional pinning in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  with  $\text{BaZrO}_3$  nanorods / N. Pompeo, A. Augieri, K. Torokhtii et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — V. 103, № 2. — P. 022603–1–4.

- [358] Okuma S. Suppression of broadband noise at mode locking in driven vortex matter / S. Okuma, J. Inoue, N. Kokubo // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 76. — P. 172503–1-4.
- [359] Vortex core deformation and stepper-motor ratchet behavior in a superconducting aluminum film containing an array of holes / J. Van de Vondel, V. N. Gladilin, A. V. Silhanek et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 106. — P. 137003–1-4.
- [360] Zero-crossing Shapiro steps in high- $T_c$  superconducting microstructures tailored by a focused ion beam / M.-H. Bae, R. C. Dinsmore III, M. Sahu et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — V. 77. — P. 144501–1-5.
- [361] Steinberg K. Broadband microwave spectroscopy in Corbino geometry at  $^3\text{He}$  temperatures / K. Steinberg, M. Scheffler, M. Dressel // *Rev. Sci. Instrum.* — 2012. — V. 83, № 2. — P. –024704–1-5.
- [362] Booth J. C. A broadband method for the measurement of the surface impedance of thin films at microwave frequencies / J. C. Booth, D. H. Wu, S. M. Anlage // *Rev. Sci. Instr.* — 1994. — V. 65, № 6. — P. 2082–2090.
- [363] Insertable system for fast turnaround time microwave experiments in a dilution refrigerator / F. R. Ong, J.-L. Orgiazzi, A. de Waard et al. // *Rev. Sci. Instr.* — 2012. — V. 83, № 9. — P. 093904–1-6.
- [364] Broadband sample holder for microwave spectroscopy of superconducting qubits / A. S. Averkin, A. Karpov, K. Shulga et al. // *Rev. Sci. Instr.* — 2014. — V. 85, № 10. — P. –104702–1-4.
- [365] Liu W. A broadband microwave Corbino spectrometer at  $^3\text{He}$  temperatures and high magnetic fields / W. Liu, L. Pan, N. P. Armitage // *Rev. Sci. Instrum.* — 2014. — V. 85, № 9. — P. –074701–1-12.
- [366] Kitano H. Broadband method for precise microwave spectroscopy of superconducting thin films near the critical temperature / H. Kitano, T. Ohashi, A. Maeda // *Rev. Sci. Instrum.* — 2008. — V. 79, № 7. — P. –093108–1-7.
- [367] New aspects of microwave properties of Nb in the mixed state / N. Pompeo, E. Silva, S. Sarti et al. // *Physica C.* — 2010. — V. 470, № 19. — P. 901–903.

- [368] Magnetization reversal assisted by half antivortex states in nanostructured circular cobalt disks / A. Lara, O. V. Dobrovolskiy, J. L. Prieto et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — V. 105, № 18. — P. 182402.
- [369] Pozar D. M. *Microwave engineering* / D. M. Pozar. — 4th edition. — John Wiley & Sons, Inc., New York, 2011.
- [370] Bahl I. J. *A designer's guide to microstrip line* / I. J. Bahl, D. K. Trivedi // *Microwaves*. — 1977. — V. May. — P. 174–182.
- [371] Larkin A. I. Nonlinear conductivity of superconductors in the mixed state / A. I. Larkin, Y. N. Ovchinnikov // *J. Exp. Theor. Phys.* — 1975. — V. 41. — P. 960–965.
- [372] Rocking ratchets in nanostructured superconducting-magnetic hybrids / D. Perez de Lara, L. Dinis, E. M. Gonzalez et al. // *J. Phys.: Condens. Matter*. — 2009. — V. 21, № 25. — P. 254204–1–4.
- [373] Clarke J. Superconducting quantum bits / J. Clarke, F. K. Wilhelm // *Nature*. — 2008. — V. 453. — P. 1031–1042.
- [374] Electrodynamic response and local tunneling spectroscopy of strongly disordered superconducting tin films / P. C. J. J. Coumou, E. F. C. Driessen, J. Bueno et al. // *Phys. Rev. B*. — 2013. — V. 88. — P. 180505.
- [375] Plain superconducting films as magnetic field tunable two-dimensional rectifiers / V. V. Pryadun, J. Sierra, F. G. Aliev et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — V. 88, № 6. — P. 062517–1–3.
- [376] Plain superconducting films as magnetic field tunable two-dimensional rectifiers / F. G. Aliev, A. P. Levanyuk, R. Villar et al. // *New J. Phys.* — 2009. — V. 11. — P. 063033–1–12.
- [377] Vortex ratchet induced by controlled edge roughness / D. Cerbu, V. N. Gladilin, J. Cuppens et al. // *New J. Phys.* — 2013. — V. 15, № 6. — P. 063022–1–13.
- [378] Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires / J. Wang, M. Singh, M. Tian et al. // *Nature Phys.* — 2010. — V. 6, № 5. — P. 389–394.
- [379] Buzdin A. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. Buzdin // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — V. 77, № 3. — P. 935–976.



- [380] Bergeret F. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures / F. Bergeret, A. Volkov, K. Efetov // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — V. 77, № 4. — P. 1321–1373.
- [381] Kopnin N. B. Vortex matter in low-dimensional systems with proximity-induced superconductivity / N. B. Kopnin, I. M. Khaymovich, A. S. Mel'nikov // *J. Exp. Theor. Phys.* — 2013. — V. 117. — P. 418–438.
- [382] V. V. Kruglyak, M. Dvornik, M. V. Mikhaylovskiy et al. // *Metamaterial* / Ed. by X.-Y. Jiang. — Intech, Rijeka, 2012. — P. 341–372.
- [383] Comment on “Transverse rectification in superconducting thin films with arrays of asymmetric defects” [*Appl. Phys. Lett.* **91**, 062505 (2007)] / A. V. Silhanek, J. V. de Vondel, V. V. Moshchalkov et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — V. 92, № 17. — P. 176101–1–2.
- [384] Hongisto T. T. Single-charge transistor based on the charge-phase duality of a superconducting nanowire circuit / T. T. Hongisto, A. B. Zorin // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — V. 108. — P. 097001–1–5.
- [385] Lehtinen J. S. Coulomb blockade and Bloch oscillations in superconducting tin nanowires / J. S. Lehtinen, K. Zakharov, K. Y. Arutyunov // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — V. 109. — P. 187001–1–5.
- [386] Synthesis and characterization of superconducting single-crystal Sn nanowires / M. Tian, J. Wang, J. Snyder et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — V. 83, № 8. — P. 1620–1622.
- [387] Langer J. Intrinsic resistive transition in narrow superconducting channels / J. Langer, V. Ambegaokar // *Phys. Rev.* — 1967. — V. 164, № 2. — P. 498–510.
- [388] Quantum phase slips in superconducting nanowires / C. Lau, N. Markovic, M. Bockrath et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 87, № 21.
- [389] Zolocheskii I. V. Resistive states in wide superconducting films induced by dc and ac currents (review article) / I. V. Zolocheskii // *Low Temp. Phys.* — 2014. — V. 40, № 10. — P. 867–892.
- [390] Anomalous density of states in a metallic film in proximity with a superconductor / A. Gupta, L. Crétinon, N. Moussy et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — V. 69, № 10.

- [391] De Gennes P. Boundary effects in superconductors / P. De Gennes // *Rev. Mod. Phys.* — 1964. — V. 36, № 1. — P. 225–237.
- [392] Deutscher G. Proximity effects / G. Deutscher, P. G. de Gennes; Ed. by R. D. Parks. — Dekker, NY, 1969. — P. 1005–1034.
- [393] Chiang Y. N. Manifestation of coherent and spin-dependent effects in the conductance of ferromagnets adjoining a superconductor / Y. N. Chiang, O. G. Shevchenko, R. N. Kolenov // *Low Temp. Phys.* — 2007. — V. 33, № 4. — P. 314–320.
- [394] Aumentado J. Mesoscopic ferromagnet-superconductor junctions and the proximity effect / J. Aumentado, V. Chandrasekhar // *Phys. Rev. B.* — 2001. — V. 64. — P. 054505–1-4.
- [395] Eschrig M. Triplet supercurrents in clean and disordered half-metallic ferromagnets / M. Eschrig, T. Löfwander // *Nature Phys.* — 2008. — V. 4, № 2. — P. 138–143.
- [396] Eschrig M. Spin-polarized supercurrents for spintronics / M. Eschrig // *Physics Today.* — 2011. — V. 64, № 1. — P. 43.
- [397] Linder J. Superconducting spintronics / J. Linder, J. W. A. Robinson // *Nat. Phys.* — 2015. — V. 11. — P. 307–315.
- [398] Eschrig M. Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress / M. Eschrig // *Rep. Prog. Phys.* — 2015. — V. 78. — P. 104501–1-50.
- [399] Bergeret F. Long-range proximity effects in superconductor-ferromagnet structures / F. Bergeret, A. Volkov, K. Efetov // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 86, № 18. — P. 4096–4099.
- [400] A spin triplet supercurrent through the half-metallic ferromagnet CrO<sub>2</sub> / R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk et al. // *Nature.* — 2006. — V. 439, №7078. — P. 825–827.
- [401] Robinson J. W. A. Controlled injection of spin-triplet supercurrents into a strong ferromagnet / J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, M. G. Blamire // *Science.* — 2010. — V. 329, №5987. — P. 59–61.
- [402] Long-range supercurrents through half-metallic ferromagnetic CrO<sub>2</sub> / M. S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 82. — P. 100501–1-4.

- [403] Experimental observation of the triplet spin-valve effect in a superconductor-ferromagnet heterostructure / V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier et al. // *Phys. Rev. B.* — 2013. — V. 87, № 14.
- [404] Observation of spin-triplet superconductivity in Co-based Josephson junctions / T. S. Khaire, M. A. Khasawneh, W. P. Pratt, N. O. Birge // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — V. 104. — P. 137002–1-5.
- [405] Evidence for triplet superconductivity in Josephson junctions with barriers of the ferromagnetic heusler alloy  $\text{Cu}_2\text{MnAl}$  / D. Sprungmann, K. Westerholt, H. Zabel et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — V. 82. — P. 060505–1-4.
- [406] Superconducting proximity effect in a mesoscopic ferromagnetic wire / M. Giroud, H. Courtois, K. Hasselbach et al. // *Phys. Rev. B.* — 1998. — V. 58, № 18. — P. R11872–R11875.
- [407] Superconducting phase coherent electron transport in proximity conical ferromagnets / I. Sosnin, H. Cho, V. Petrashov, A. Volkov // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — V. 96, № 15. P. 157002–1-4.
- [408] Long-range odd triplet order parameter with equal spin pairing in diffusive Co/In contacts / B. Almog, S. Hacoheh-Gourgy, A. Tsukernik, G. Deutscher // *Phys. Rev. B.* — 2009. — V. 80, № 22.
- [409] Giant mutual proximity effects in ferromagnetic/superconducting nanostructures / V. Petrashov, I. Sosnin, I. Cox et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — V. 83, № 16. — P. 3281–3284.
- [410] Ferromagnetic nanowires with superconducting electrodes / V. T. Petrashov, I. A. Sosnin, I. Cox et al. // *J. Low Temp. Phys.* — 2000. — V. 118, №5/6. — P. 689–698.
- [411] Copper nanowires, nanotubes, and hierarchical nanopatterns: One-dimensional architectures using ion track etched templates / C. Neetzel, F. Münch, A. Schachtsiek, W. Ensinger // *Trans. Mat. Res. Soc. Japan.* — 2012. — V. 37. — P. 213–218.
- [412] Neetzel C. Preparation of multilayered nanowires with well-defined segments of constant lengths in ion track etched polymer templates / C. Neetzel, M. Rauber, W. Ensinger // *Trans. Mat. Res. Soc. Japan.* — 2011. — V. 36. — P. 301–304.

- [413] Electrical characterization of electrochemically grown single copper nanowires / M. E. Toimil Molaes, E. M. Höhberger, C. Schaefflein et al. // *Applied Physics Letters*. — 2003. — V. 82, № 13. — P. 2139–2141.
- [414] Structural and magnetic properties of electrodeposited cobalt nanowire arrays / S. Sharma, A. Barman, M. Sharma et al. // *Solid State Communications*. — 2009. — V. 149, №39–40. — P. 1650 – 1653.
- [415] Shape anisotropy and magnetization modulation in hexagonal cobalt nanowires / Z. Liu, P.-C. Chang, C.-C. Chang et al. // *Advanced Functional Materials*. — 2008. — V. 18, № 10. — P. 1573–1578.
- [416] Sadki E. S. Focused-ion-beam-induced deposition of superconducting nanowires / E. S. Sadki, S. Ooi, K. Hirata // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — V. 85, № 25. — P. 6206–1-3.
- [417] Tunability of the superconductivity of tungsten films grown by focused-ion-beam direct writing / W. Li, J. C. Fenton, Y. Wang et al. // *J. Appl. Phys.* — 2008. — V. 104, № 9. — P. –093913–1-5.
- [418] Metal-insulator transition in Pt-C nanowires grown by focused-ion-beam-induced deposition / A. Fernández-Pacheco, J. M. De Teresa, R. Córdoba, M. R. Ibarra // *Phys. Rev. B*. — 2009. — V. 79. — P. 174204.
- [419] Spontaneous dissociation of  $\text{Co}_2(\text{CO})_8$  and autocatalytic growth of Co on  $\text{SiO}_2$ : A combined experimental and theoretical investigation / K. Muthukumar, H. O. Jeschke, R. Valenti et al. // *Beilstein J. Nanotech.* — 2012. — V. 3. — P. 546–555.
- [420] Kittel C. *Introduction to Solid State Physics* / C. Kittel. — Wiley, 2004.
- [421] Magnetic anisotropy and domain patterns in electrodeposited cobalt nanowires / Y. Henry, K. Ounadjela, L. Piraux et al. // *Eur. Phys. J. B*. — 2001. — V. 20, № 1. — P. 35–54.
- [422] Synthesis, characterization and magnetic properties of  $\text{Co}_3\text{O}_4$  nanotubes / X.-P. Shen, H.-J. Miao, H. Zhao, Z. Xu // *Appl. Phys. A*. — 2008. — V. 91, № 1. — P. 47–51.
- [423] The stopping of the Ga ions in the Nb film was simulated with the help of SRIM software available under <http://www.srim.org/>.

- [424] Room temperature  $L1_0$  phase transformation in binary CoPt nanostructures prepared by focused-electron-beam-induced deposition / F. Porrati, E. Begun, M. Winhold et al. // *Nanotechnology*. — 2012. — V. 23, № 18. — P. 185702.
- [425] Tunable magnetism on the lateral mesoscale by post-processing of Co/Pt heterostructures / O. V. Dobrovolskiy, M. Kompaniets, R. Sachser et al. // *Beilstein J. Nanotech.* — 2015. — V. 6. — P. 1082–1090.
- [426] Advanced photolithographic mask repair using electron beams / T. Liang, E. Frendberg, B. Lieberman, A. Stivers // *J. Vac. Sci. Technol. B*. — 2005. — V. 23, № 6. — P. 3101–3105.
- [427] Three dimensional magnetic nanowires grown by focused electron-beam induced deposition / A. Fernandez-Pacheco, L. Serrano-Ramin, J. M. Michalik et al. // *Sci. Rep.* — 2013. — V. 2. — P. 1492.
- [428] Granular Co-C nano-Hall sensors by focused-beam-induced deposition / M. Gabureac, L. Bernau, I. Utke, G. Boero // *Nanotechnology*. — 2010. — V. 21, № 11. — P. 115503–1-5.
- [429] Domain wall conduit behavior in cobalt nanowires grown by focused electron beam induced deposition / A. Fernández-Pacheco, J. M. De Teresa, R. Córdoba et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — V. 94, № 19. — P. 192509–1-5.
- [430] A tunable strain sensor using nanogranular metals / C. H. Schwalb, C. Grimm, M. Baranowski et al. // *Sensors*. — 2010. — V. 10, № 11. — P. 9847–9856.
- [431] Superconductivity and metallic behavior in  $Pb_xC_yO_\delta$  structures prepared by focused electron beam induced deposition / M. Winhold, P. M. Weirich, C. H. Schwalb, M. Huth // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — V. 105, № 16. — P. 162603.
- [432] Universal conductance correction in a tunable strongly coupled nanogranular metal / R. Sachser, F. Porrati, C. H. Schwalb, M. Huth // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 107. — P. 206803–1-4.
- [433] Tuning the electrical conductivity of Pt-containing granular metals by postgrowth electron irradiation / F. Porrati, R. Sachser, C. H. Schwalb et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — V. 109, № 6. — P. 063715–1-7.

- [434] Tunable nanosynthesis of composite materials by electron-impact reaction / L. Bernau, M. Gabureac, R. Erni, I. Utke // *Angew. Chem. Int. Ed.* — 2010. — V. 49, № 47. — P. 8880–8884.
- [435] Mehendale S. A new sequential EBID process for the creation of pure Pt structures from MeCpPtMe<sub>3</sub> / S. Mehendale, J. J. L. Mulders, P. H. F. Trompenaars // *Nanotechnol.* — 2013. — V. 24, № 14. — P. 145303–1-6.
- [436] Electron-beam-assisted oxygen purification at low temperatures for electron-beam-induced Pt deposits: Towards pure and high-fidelity nanostructures / H. Plank, J. H. Noh, J. D. Fowlkes et al. // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* — 2014. — V. 6, № 2. — P. 1018–1024.
- [437] Rapid and highly compact purification for focused electron beam induced deposits: A low temperature approach using electron stimulated H<sub>2</sub>O reactions / B. Geier, C. Gspan, R. Winkler et al. // *J. Phys. Chem. C.* — 2014. — V. 118, № 25. — P. 14009–14016.
- [438] Catalytic purification of directly written nanostructured Pt microelectrodes / R. Sachser, H. Reith, D. Huzel et al. // *ACS Appl. Mater. Interf.* — 2014. — V. 6, № 18. — P. 15868–15874.
- [439] Kötzler J. Anomalous Hall resistivity of Cobalt films: Evidence for the intrinsic spin-orbit effect / J. Kötzler, W. Gil // *Phys. Rev. B.* — 2005. — V. 72. — P. 060412–1-5.
- [440] Giant anomalous Hall effect in Fe-based microwires grown by focused-electron-beam-induced deposition / R. Córdoba, R. Lavrijsen, A. Fernández-Pacheco et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2012. — V. 45, № 3. — P. 035001–1-7.
- [441] Leven B. Resistance behavior and magnetization reversal analysis of individual Co nanowires / B. Leven, G. Dumpich // *Phys. Rev. B.* — 2005. — V. 71, № 6.
- [442] Structural, electrical and magnetic properties of Co<sub>x</sub>C<sub>1-x</sub> granular films / H. Weinforth, C. Somsen, B. Rellinghaus et al. // *IEEE Trans. Magn.* — 1998. — V. 34, № 4. — P. 1132–1134.
- [443] Anderson R. B. *The Fischer-Tropsch Synthesis* / R. B. Anderson. — Academic Pr, 1984.

- [444] Josephson behavior of phase-slip lines in wide superconducting strips / A. G. Sivakov, A. M. Glukhov, A. N. Omelyanchouk et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — V. 91. — P. 267001–1–4.
- [445] Formation of stripelike flux patterns obtained by freezing kinematic vortices in a superconducting pb film / A. V. Silhanek, M. V. Milošević, R. B. G. Kramer et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — V. 104. — P. 017001–1–5.
- [446] Stroboscopic phenomena in superconductors with dynamic pinning landscape / J. Zeljko, M. Milosevic, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel // *Sci. Rep.* — 2015. V. 5. — P. 14604–1–8.
- [447] Nanomembrane-based mesoscopic superconducting hybrid junctions / D. J. Thurmer, C. C. B. Bufon, C. Deneke, O. G. Schmidt // *Nano Lett.* — 2010. — V. 10, № 9. — P. 3704–3709.
- [448] Modulating sub-THz radiation with current in superconducting metamaterial / V. Savinov, V. A. Fedotov, S. M. Anlage et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — V. 109. — P. 243904–1–5.
- [449] Multistability and switching in a superconducting metamaterial / P. Jung, S. Butz, M. Marthaler et al. // *Nat. Commun.* — 2014. — V. 5. P. 3730–1–5.
- [450] Zheludev N. I. The road ahead for metamaterials / N. I. Zheludev // *Science.* — 2010. — V. 328, №5978. — P. 582–583.
- [451] Microstructural analysis and transport properties of MoO and MoC nanostructures prepared by focused electron beam-induced deposition / K. Makise, K. Mitsuishi, M. Shimojo, B. Shinozaki // *Sci. Rep.* — 2014. — V. 4. — P. 5740–1–4.