

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ДОНЕЦЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМ. О.О. ГАЛКІНА
ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК
УКРАЇНИ ТА МІНІСТЕРСТВА ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ**

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

КУЧУК Олена Ігорівна

УДК 538.945; 53.082.7

ДИСЕРТАЦІЯ

**ЛАВИННА ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ ТА КРИТИЧНИЙ
СТАН ЖОРСТКИХ НАДПРОВІДНИКІВ**

01.04.11 - «Магнетизм»

Фізико-математичні науки

Подається дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

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

О.І. Кучук

Науковий керівник (консультант): **Чабаненко Віктор Васильович**, д.ф.-м. н.,
ст. наук. співр.

Київ – 2017

ВДЯЧНОСТІ

Найщирішу подяку я хочу висловити моєму наставнику, науковому керівникові, *д. ф.-м. н., с. н. с. Чабаненку Віктору Васильовичу*, за співробітництво і підтримку протягом багатьох років, за корисні поради під час проведення експериментів та обговорення результатів.

Хочу подякувати *д.ф.-м.н., проф. Русакову В. Ф.* (Донецький Національний університет ім. В. Стуса МОН України) за співробітництво та конструктивну критику під час написання дисертації.

Висловлюю вдячність усім своїм колегам з відділу «Надпровідності та тунельної спектроскопії» і відділу «Фазових перетворень» за співробітництво, доброзичливе ставлення та взаєморозуміння.

Дуже вдячна за підтримку *Dr hab. A. Nabialek* з ІФ ПАН у Варшаві, з яким у співавторстві були виконані магнітні дослідження надпровідників Nb, сплаву NbTi і монокристала V_3Si в сильних магнітних полях. Зокрема вдячна колегам *Dr I. Abaloszewa* та *Dr A. Abaloszew*, які люб'язно дозволили провести дослідження у своїй лабораторії (IF PAN «Zespół Fizyki Materiałów Silnie Skorelowanych»).

Із вдячністю і великою пошаною!

Кучук О.І.

Київ, 26.10.2017

Kuchuk O. I. "**Avalanche dynamics of magnetic flux and the critical state of the hard superconductors.**" - Qualifying scientific work for the degree of Candidate of Science (PhD); manuscript.

The thesis for the degree of Candidate of Science (PhD) in specialty 01.04.11 "Magnetism" (105 Applied Physics and Nanomaterials). - O. Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering National Academy of Sciences, Kyiv, 2017.

Abstract

The features of an avalanche dynamics of the inhomogeneous mixed hard superconductor's state during the evolution of the thermomagnetic instability (origin and evolution stages) as well as during the transformation of the induction structure and currents in limited samples of different geometry (as a result of this process) have been investigated in the thesis. Analysis of the structure of the magnetic fields in the hard superconductors has allowed to get a conception of the complex transient (milliseconds) dynamic processes and to establish the role of the demagnetizing factor in the transformation of the critical state in screening and magnetic field capture modes.

In the *screening mode* the complex changes of the distribution of the magnetic induction have been explained in the magnetic field penetration region in case of the *homogeneous* and *inhomogeneous* magnetic flux entry. In the case of the *uniform* entry the dome-shaped magnetic field distribution is formed by the circular critical current in the perimeter of the avalanche's growing over time "spot". The floating avalanche front (e.g. in the Ni disc) has linearly declining coordinate dependence of the induction $B(x)$. It has been shown that the dynamic critical current in the avalanche front ($J_{cdyn} \sim dB/dx$), is almost constant in the avalanche motion process and is about 10-20% higher than characteristic for critical condition quasistatic critical current. For the first time the jumping decrease of the effective field near the lateral

surface of the bounded NbTi superconductor has been observed in the event of the avalanche flow. This dynamic reduction of the effective field leads to the formation of paramagnetic (diamagnetic) currents for the screening mode (flux capture). It was also established that the thermomagnetic avalanche during its entrance (exit) causes the appearance of the paramagnetic (diamagnetic) circular currents in the diamagnetic (paramagnetic) superconductor's region, that determine the inversion of the magnetic induction profile inside the avalanche penetration area. Within the Bean concept it has been built a scheme of the transformation of the limited hard superconductor critical state as a result of the magnetic flux avalanches for the screening and magnetic flux capture modes.

Forming avalanche spots and analysis of internal processes in superconductors have been examined. The physical reasons influencing the distribution of the magnetic field in the avalanche spot on the surface of the disc and a possible mechanism for the formation of a convex induction profile (paramagnetic regions) have been found in the case of a homogeneous filling of the avalanche area by the magnetic flux.

Detailed analysis of the processes occurring in the avalanche "spot" in case of the second phase of the avalanche has been made. After stopping (freezing) flow front an *inhomogeneous* magnetic flux entry has been observed. Based on Bio-Savart law inversion for measured induction component, a picture of the dimensional distribution of the currents $j(x,y)$ has been obtained (based on the actually observed structure of the induction $B_z(x,y)$ on the surface of SC disc). Redistribution of the density of screening currents during the process of avalanche entry as well as current lines and their destinations has been built. Accomplished MO transformations images have let to reveal the cause of the flow inhomogeneous entry and conduct a detailed analysis of the induction transformation in avalanche spot. It has been shown that *inhomogeneous filling* leads to characteristic distribution of the induction structure, which has been observed in a "fingerlike" magnetic flux avalanche structure when the occupied by the magnetic field convex region occurs along the boundary of the

avalanche. A similar pattern of dynamics and magnetic flux structure changes could be caused by temperature gradient due to inhomogeneous flux pinning which could be associated with a process of materials producing as well as with the investigated samples tooling.

In the bulk MgB_2 single crystal Meissner holes have been discovered in the *magnetic flux trapping mode*. These cavities have been formed along the edge of the crystal along the opposite magnetized regions border. Meissner holes are shifted to the center of the crystal with increasing external field corresponding to the model concept. During the alternating magnetization nutlike induction structure in the crystal is formed. It consists of domains with opposite magnetization directions separated Meissner holes. It was obtained that the critical current in MgB_2 crystal (magnetic induction gradient) near Meissner holes has 2-3 times bigger value than in the bulk crystal.

Induction pattern analysis in the Nb disc caused by the external field ($>H_{c2}$) shutdown, has showed the formation of Meissner holes with complex shape and variable width. The main influence to shape and size of the hole is caused by the magnetic field distribution and the local temperature inhomogeneities due thermomagnetic avalanches of magnetic flux. A correlation Meissner hole width with the released during the avalanche magnetic flux has been obtained. The intensity of local heating of the superconductor is determined by this flow value and speed.

Magneto-optical studies of the phenomenon of the magnetic field penetration in the superconducting NbTi disc (made of extruded material) have revealed highly indented the magnetic field boundary penetration shape, which relief is similar to the "mountain" structure. This structure may appear due to the stochastic dynamics of vortex structure and inhomogeneous pinning. The flow front line analysis at the Meissner state has revealed roughness parameter decrease with increasing field to 500 Gs. In NbTi the value of roughness parameter is 0.55 and close to the corresponding value in niobium. In magnetic field boundary penetration shape analysis has showed that with reducing of the magnetic field induction from the

maximum (on the edge of the disc) deep into the superconductor to a level of the Meissner state roughness parameters decrease. It has been caused by the growth of distance which the vortex structure has to overcome in the stochastic way. The complex and roughly rugged boundary between domains with opposite magnetization direction does not allow analyzing the distribution of the magnetic field induction in this material with sufficient accuracy (in order to detect the possible closing of vortices and antivortices with the Meissner holes creation). These are important results for technical applications because all multiple superconducting cables are subjected to extrusion or passed through the die to get required minimum diameter (~ 10 microns). The observed front structure changes the conditions of stability of the critical state and all operating parameters of the superconducting NbTi superconductor.

The integrated approach to the study of the field penetration into the superconducting screen phenomena has been implemented in the thesis. It includes quasi-static magnetic investigations of the shielding opportunities as well as the study of the avalanche dynamics due to the thermomagnetic instabilities. A variety of sensors with different localization in the superconductor has been used in the experiment. The magnetic transparent wall begins long before the field reached full penetration, which has been found by the study of the instability of the critical state of thick-walled NbTi screen. The inside screen induction begins to rise slowly with increasing of the external magnetic field. Despite this clarity, there are an additional five magnetic flux avalanches in contradiction of the Wipf's model concept regarding the phenomena of the screen. Moreover, the fourth avalanche is clearly revealed the macroscopic flow of the screen walls. The explanation of this phenomenon has become possible due to hold the front flow structure investigations. Irregularities of the magnetic field penetration front (resulted from the hopping dynamics vortices connection) allow explanation of the observed flow avalanches in case of the "transparency" of the walls of the screen. In such a structure, along with areas where magnetic induction flow front has reached the screening hole there are places where

the flow front has not reached the hole. In these areas with the increasing field the appropriate conditions for thermomagnetic instability with partial transparency of the walls of the screen could be implemented. By means of the time measurements (during which the flow crosses the wall screen) the front velocity in the orthogonal to the field direction has been calculated. It has the value about ~ 10 m/s. Such values are typical of other low-temperature superconductors. It has been found that along the direction of the magnetic field an electromagnetic disturbance propagates an order of magnitude faster.

In monocrystalline superconducting V_3Si disc the fine structure of the thermomagnetic release flow avalanches has been identified and analyzed. The fine structure consists of several hundred micro avalanches. It has been established that the flux value in micro avalanches $\Delta\Phi_{\mu av}$ is in $\Delta\Phi_{\mu av} \sim (10^3-10^6)\Phi_0$ range, the superconductor during thermomagnetic instability releases flow portions about 10^3-10^6 vortices, duration of the micro avalanches is about 5-50 microseconds. Histograms of the micro avalanches value distribution has been built (number of avalanches as a function of the released from disc flow value $\Delta\Phi_{\mu av}$) for different temperatures. The fine structure of the avalanche can characterize pinning centers parameters (size, pinned vortices number etc.).

Approbation of the thesis results. The results of the thesis were reported **personally by the competitor of a scientific degree** at such national and international scientific conferences

1. VII International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine. 6 - 10 June, 2016. P. 48.
2. VI Taller, International Seminar: “de Metamateriales, Cristales Fotónicos, Cristales Fonónicos y Estructuras Plasmónicas” San Miguel de Allende, México. Enero 11-14, 2015. Programa, P. 4 (*invited report*).

3. VI International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2-5 June 2015. – P. 37
4. XVII Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, Karpacz, Polska. – 25-30 October 2015. P. E-3
5. V International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine. 2-7 June 2014. – P. 62
6. IV International Conference on Superconductivity and Magnetism, Antalya, Turkey. – 27Apr - 2 May 2014. – P. 483
7. XVI National Conference on Superconductivity, Jagiellonian University, Zakopane, Poland. – 7-12 October 2013. – P. 85.
8. III International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine. – 14 -18 May 2012. – P. 49.

Перелік публікацій:

1. V.V. Chabanenko, E. Kuchuk, V.F. Rusakov, I. Abaloszewa, A. Nabisalek, F. Pérez-Rodríguez, Физика низких температур, **42**, No. 4, 1 (2016).
2. C. Romero-Salazar, V. Chabanenko, E. Kuchuk, I. Abaloszewa, A. Nabisalek, F. Perez-Rodrguez, Acta Physica Polonica, **130**, 645 (2016).
3. V.V. Chabanenko, E.I. Kuchuk, V.V. Yurchenko, P. Mikheenko, I. Abaloszewa, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, J. Karpinski, R. Puźniak, Физика низких температур, **40**, No. 7, 801 (2014).
4. V.V. Chabanenko, B. Kodess, S. Vasiliev, A. Nabisalek, N.V. Kuzovoi, E.I. Kuchuk, S. Kononogov, H. Szymczak, Physics Procedia, **36**, 634 (2012).
5. В.Ф. Русаков, В.В. Чабаненко, І. Абалюшева, А. Нabisalek, Е.І. Кучук, Вісник Донецького національного університету, Вип. 2., 133 (2012).
6. В.Ф. Русаков, В.В. Чабаненко, С.В. Васильев, А. Nabisalek, Е.І. Кучук, Наукові праці Донецького національного технічного університету, **18 (198)**, 35 (2012).
7. В.Ф. Русаков, А. Nabisalek, В.В. Чабаненко, С.В. Васильев, Е.І. Кучук, Вісник Донецького національного університету, Вип. 1., 78 (2011).

8. В.Ф. Русаков, В.В. Чабаненко, С.В. Васильев, А. Набьялек, Е.И. Кучук, Вісник Донецького національного університету, Вип.2., 153 (2010).
9. E.I. Kuchuk, “Peculiarities of avalanches dynamics of magnetic flux in hard superconductors”, in *Abstract Book of the VII International Conference for Young Scientists. ICYS – LTP, Kharkiv, Ukraine, 2016*, p.48.
10. E.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, A. Nabiałek, I. Abaloszewa, V.F. Rusakov, “The relief of magnetic induction in hard SC at thermomagnetic avalanches”, in *Abstract Book of the XVII Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, Karpacz, Polska, 2015*, p. E-3.
11. E.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, O.M. Chumak, I. Abal’osheva, “Fractal-like structure of magnetic field penetration into superconducting NbTi disc: stochastic jumps of flux bundles and Meissner holes”, in *Abstract Book of the VI International Conference for Young Scientists. Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2015*, p. 37.
12. E.I. Kuchuk, I. Abal’osheva, V.V. Chabanenko, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, V.F. Rusakov, A. Abal’oshev, “A roughening of the vortex landscape and meissner holes at the magnetic field penetration into superconducting NbTi disc”, in *Abstract Book of the V International Conference for Young Scientists. Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2014*, p. 62.
13. E.I. Kuchuk, I. Abal’osheva, V.V. Chabanenko, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, S.V. Vasiliev, A. Abal’oshev, “Penetration of magnetic field into superconducting NbTi disc: a rough penetration front and meissner holes”, in *Abstract Book of the IV International Conference on Superconductivity And Magnetism, Antalya, Turkey, 2014*, p.483.
14. R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, O.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, I. Abaloshewa, V.F. Rusakov, A. Nabiałek, A. Abaloshhev, in *Abstract Book of the “XXIII International Materials Research Congress (IMRC XXIII), Mexico, Cancun, 2014, S7D-P020*.

- 15.V.V. Chabanenko, I. Abalosheva, E.I. Kuchuk, R. Cortes-Maldonado, F. Perez-Rodriguez, A. Nabiałek, A. Abaloshev, H. Szymczak, “Penetration of magnetic field into superconducting NbTi disc: stochastic jumps of flux bundles and meissner holes”, in *Abstract Book of the 27th International Conference on Low Temperature Physics (LT 27), Argentina, Buenos Aires, 2014*, p.85 – 0939.
- 16.V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, E. I. Kuchuk, A.E. Philippov, O.M. Chumak, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, I. Abal’osheva, A. Nabiałek, “Fractal-like structure of flux front penetration into superconducting NbTi disc”, in *Abstract Book of the Advanced Topics in Magnetism and Superconductivity (AToMS-2014), Argentina, Bariloche, 2014*, p. 55.
- 17.V.V. Chabanenko, E.I. Kuchuk, V. Yurchenko, I. Abal’osheva, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, J. Karpinski, R. Puźniak, “Penetration of magnetic field in a single crystal of MgB₂: Meissner holes and flux avalanches”, in *Abstract Book of the XVI National Conference on Superconductivity, Jagiellonian University, Zakopane, Poland, 2013*, p. 85.
- 18.E.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, A. Nabiałek, V.F. Rusakov, ”Transformation of the induction of magnetic field in superconductor as a result of thermomagnetic avalanches at flux trapping regime”, in *Abstract Book of the International Conference for Young Scientists. Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine, 2012*, p. 49.

АНОТАЦІЯ

Кучук О.І. «Лавинна динаміка магнітного потоку і критичний стан жорстких надпровідників». - Кваліфікаційна наукова робота на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук (доктора філософії) за спеціальністю 01.04.11 «Магнетизм» (105 Прикладна фізика). - Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна Національної академії наук України, Київ, 2017.

У дисертаційній роботі детально досліджено особливості лавинної динаміки неоднорідного змішаного стану жорстких надпровідників під час розвитку термомагнітної нестійкості (зародження і етапи її розвитку) та перетворення структури індукції і струмів в обмежених зразках різної геометрії в результаті цього процесу. Аналіз структури індукції магнітного поля в жорстких надпровідниках дозволив отримати уявлення про складні швидкоплинні (мілісекунди) динамічні процеси, встановити роль розмагнічуючого фактора в перетворенні критичного стану у режимах екранування та захоплення магнітного поля.

У режимі екранування пояснено складну зміну розподілу магнітної індукції в області проникнення магнітного поля *при однорідному і неоднорідному входженні* магнітного потоку. В однорідному випадку куполоподібна форма розподілу індукції магнітного поля формується круговим критичним струмом по периметру лавинної «плями», що розростається у часі. Рухомий фронт лавини, наприклад, в ніобієвому диску має лінійно-спадаючу залежність індукції $B(x)$ від координати x . Встановлено, що динамічний критичний струм в області фронту лавини ($J_{c\text{dyn}} \sim dB/dx$), залишається практично постійним в процесі руху лавини й на 10-20% перевищує квазістатичний критичний струм, характерний для критичного стану. Виявлено, що ефективне поле поблизу бокової поверхні обмеженого NbTi надпровідника зменшується

стрибком при виникненні лавини потоку. Таке динамічне зменшення ефективного поля на боковій поверхні призводить до утворення парамагнітних (діамагнітних) струмів для режиму екранування (захоплення потоку). Встановлено також, що результатом термомагнітної лавини при її вході (виході) є виникнення в діамагнітній (парамагнітній) області надпровідника парамагнітних (діамагнітних) кругових струмів, що визначають інверсію профілю магнітної індукції всередині області проникнення лавини. В рамках концепції Біна побудована схема перетворення критичного стану обмеженого жорсткого надпровідника в результаті лавин магнітного потоку для режимів екранування і захоплення магнітного потоку.

Розглянуто формування лавинної плями і аналіз внутрішніх процесів, що відбуваються у надпровідниках. Встановлено фізичні причини, що впливають на формування розподілу індукції магнітного поля в лавинній плямі на поверхні диска і можливий механізм формування опуклого профілю індукції (парамагнітних областей) в разі однорідного заповнення області лавини магнітним потоком.

Детально проаналізовано процеси, що відбуваються в лавинній «плямі» в разі, коли на другому етапі лавини, після зупинки (заморожування) фронту потоку, спостерігається *неоднорідне* входження магнітного потоку. На основі інверсії закону Біо-Савара, записаного для вимірної компоненти індукції, отримано картини просторового розподілу струмів $j(x,y)$, виходячи зі структури індукції $B_z(x,y)$, що реально спостерігається на поверхні НП диску. Побудовано перерозподіл щільності екрануючих струмів в процесі входження лавини, самих ліній струму та їх напрямків. Виконані перетворення МО картин дозволили встановити причину неоднорідного входження потоку та провести детальний аналіз перетворення індукції в лавинній плямі. Показано, що *неоднорідне її заповнення* призводить до характерної структури розподілу індукції, що спостерігається в «пальцеподібних» структурах лавин магнітного потоку, коли опукла область, зайнята магнітним полем, виникає уздовж границі області лавини. Подібна картина динаміки та зміни структури магнітного

поток може бути обумовлена градієнтом температури в результаті неоднорідного піннінгу потоку. Неоднорідність піннінгу може бути пов'язана як з технологічними процесами отримання матеріалів, так і з механічною обробкою досліджуваних зразків.

У режимі захоплення магнітного потоку в об'ємному монокристалі MgB_2 виявлені мейснеровські порожнини, які утворюються вздовж краю кристала по межі протилежно намагнічених областей. Мейснеровські порожнини зміщуються до центру кристала при збільшенні зовнішнього поля, що відповідає модельним уявленням. При знакозмінному перемагнічуванні в кристалі формується «горіхоподібна» структура індукції, що складається з доменів з протилежним напрямком намагніченості, розділених мейснеровськими порожнинами. Встановлено, що в кристалі MgB_2 критичний струм (градієнт магнітної індукції) поблизу мейснеровських порожнин в 2-3 рази більше його значення в об'ємі кристала.

Виконаний в Nb диску аналіз картини індукції, що виникла в результаті виключення зовнішнього поля, що перевищує друге критичне, виявив утворення мейснеровських порожнин складної форми і змінної ширини. На форму і розміри цієї порожнини визначальний вплив робить розподіл індукції магнітного поля і локальні неоднорідності температури, обумовлені термомагнітними лавинами виходу магнітного потоку. Встановлено кореляцію ширини мейснеровської порожнини з величиною магнітного потоку, що вийшов в процесі лавині. Саме ця величина потоку та його швидкість визначає інтенсивність локального розігріву надпровідника.

Магнітооптичні дослідження явища проникнення магнітного поля в надпровідний NbTi диск, що виготовлений з екструдованого матеріалу, дозволили встановити сильно порізану форму границі області проникнення магнітного поля, рельєф якої є подібним до «гірської» структури. Така структура індукції може виникати внаслідок стохастичної динаміки вихрової структури та неоднорідності піннінгу. Аналіз форми лінії фронту потоку на рівні мейснеровського стану виявили зменшення параметра шорсткості при

збільшенні поля до 500 Гс. Величина параметру шорсткості в NbTi становить 0,55 і близька до відповідної величини в ніобії. У магнітному полі певної величини аналіз форми границі області проникнення магнітного поля показав, що при зниженні рівня індукції поля від максимуму (на краю диску) вглиб надпровідника до рівня мейснеровського стану, параметр шорсткості зменшується. Це є наслідком зростання відстані, що пододала вихрова структура рухаючись стохастично. Складна, грубо порізана межа між доменами, що мають протилежний напрямок намагніченості, не дозволяє в цьому матеріалі з достатньою точністю проаналізувати розподіл індукції магнітного поля, щоб виявити можливе замикання вихорів і антивихорів з утворенням мейснеровських порожнин. Це важливі результати для технічних застосувань, оскільки усі багатожильні надпровідні кабелі для отримання необхідного мінімального діаметру (~10 мікрон) жили піддаються екструзії або пропускаються через філь'єру. Спостережена структура фронту змінює умови стійкості критичного стану, а також усіх надпровідних експлуатаційних параметрів NbTi надпровідника.

У роботі реалізовано комплексний підхід до вивчення явища проникнення поля в надпровідний екран. Він включає як квазістатичні дослідження можливостей магнітного екранування, так і вивчення лавинної динаміки потоку при термомагнітних нестійкостях. В цьому експерименті використані різноманітні датчики з різною їх локалізацією у надпровідному об'єкті. За результатами дослідження нестійкості критичного стану товстостінного екрану з NbTi встановлено, що магнітна прозорість стінки починається набагато раніше, ніж досягається поле повного проникнення. При цьому індукція всередині екрану починає повільно зростати зі зростанням зовнішнього магнітного поля. Незважаючи на таку прозорість, спостерігається додатково п'ять лавин магнітного потоку в протиріччя модельним уявленням Wirf's, щодо явищ у екрані. Причому, на четвертій лавині вже чітко видно макроскопічне протікання стінок екрану. Пояснення цього явища стало можливим внаслідок проведених досліджень структури фронту потоку.

Нерівномірність фронту проникнення магнітного поля, що виникає в результаті стрибкової динаміки зв'язок вихорів, дозволяє пояснити спостереження лавин потоку в умовах «прозорості» стінок екрану. В такій структурі разом з областями, де фронт потоку магнітної індукції досяг екрануючої порожнини, будуть присутні місця, де фронт потоку не досяг отвору. На цих ділянках при збільшенні поля можуть реалізуватися умови для термомагнітної нестійкості при частковій прозорості стінок екрану. За допомогою вимірювань часу, за який потік перетинає стінку екрану, була обчислена швидкість фронту в напрямку, що є ортогональним до поля. Вона становить ~ 10 м/с. Саме такі величини є характерними для інших низькотемпературних надпровідників. Встановлено, що уздовж напрямку магнітного поля електромагнітне збурення поширюється на порядок швидше.

У надпровідному монокристалічному диску V_3Si виявлена і проаналізована тонка структура термомагнітних лавин виходу потоку. Тонка структура складається з декількох сотень мікролавін. Встановлено, що величина потоку в мікролавінах $\Delta\Phi_{\mu av}$ знаходиться в діапазоні $\Delta\Phi_{\mu av} \sim (10^3 - 10^6)\Phi_0$, тобто, з надпровідника в процесі термомагнітної нестійкості виходять порції потоку величиною $10^3 - 10^6$ вихорів, а тривалість мікролавін становить від 5 до 50 мікросекунд. Побудовано гістограми розподілу мікролавін за величиною (кількість лавин, як функція величини потоку $\Delta\Phi_{\mu av}$, що вийшов із диску) для різних температур. Тонка структура лавини може характеризувати параметри центрів піннінга (розмір, кількість запіннігованих вихорів і т.п.).

Ключові слова: змішаний стан надпровідників, індукція магнітного поля, піннінг потоку, критичний стан, нестійкість критичного стану, термомагнітні лавини, динаміка фронту потоку, режим екранування та захоплення магнітного потоку, вихори Абрикосова, мейснеровські порожнини, критичний струм.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертаційної роботи доповідалися *особисто дисертантом* на таких вітчизняних та міжнародних наукових конференціях:

1. VII International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine. 6 - 10 June, 2016. P. 48.
2. VI Taller, International Seminar: “de Metamateriales, Cristales Fotónicos, Cristales Fonónicos y Estructuras Plasmónicas” San Miguel de Allende, México. Enero 11-14, 2015. Programa, P. 4 (*invited report*).
3. VI International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2-5 June 2015. – P. 37
4. XVII Krajowa Konferencja Nadprzewodnictwa, Karpacz, Polska. – 25-30 October 2015. P. E-3
5. V International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine. 2-7 June 2014. – P. 62
6. IV International Conference on Superconductivity and Magnetism, Antalya, Turkey. – 27Apr - 2 May 2014. – P. 483
7. XVI National Conference on Superconductivity, Jagiellonian University, Zakopane, Poland. – 7-12 October 2013. – P. 85.
8. III International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine. – 14 -18 May 2012. – P. 49.

Перелік публікацій:

1. V.V. Chabanenko, E. Kuchuk, V.F. Rusakov, I. Abaloszewa, A. Nabiałek, F. Pérez-Rodríguez, Физика низких температур, **42, No. 4**, 1 (2016).
2. C. Romero-Salazar, V. Chabanenko, E. Kuchuk, I. Abaloszewa, A. Nabiałek, F. Perez-Rodrguez, Acta Physica Polonica, **130**, 645 (2016).
3. V.V. Chabanenko, E.I. Kuchuk, V.V. Yurchenko, P. Mikheenko, I. Abaloszewa, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, J. Karpinski, R. Puźniak, Физика низких температур, **40, No. 7**, 801 (2014).

4. V.V. Chabanenko, B. Kodess, S. Vasiliev, A. Nabiałek, N.V. Kuzovoi, E.I. Kuchuk, S. Kononogov, H. Szymczak, *Physics Procedia*, **36**, 634 (2012).
5. В.Ф. Русаков, В.В. Чабаненко, I. Abalyosheva, A. Nabiałek, Е.И. Кучук, *Вісник Донецького національного університету*, Вип. **2.**, 133 (2012).
6. В.Ф. Русаков, В.В. Чабаненко, С.В. Васильев, A. Nabiałek, Е.И. Кучук, *Наукові праці Донецького національного технічного університету*, **18 (198)**, 35 (2012).
7. В.Ф. Русаков, A. Nabiałek, В.В. Чабаненко, С.В. Васильев, Е.И. Кучук, *Вісник Донецького національного університету*, Вип. **1.**, 78 (2011).
8. В.Ф. Русаков, В.В. Чабаненко, С.В. Васильев, A. Набьялек, Е.И. Кучук, *Вісник Донецького національного університету*, Вип.**2.**, 153 (2010).
9. E.I. Kuchuk, “Peculiarities of avalanches dynamics of magnetic flux in hard superconductors”, in *Abstract Book of the VII International Conference for Young Scientists. ICYS – LTP, Kharkiv, Ukraine, 2016*, p.48.
10. E.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, A. Nabiałek, I. Abaloszewa, V.F. Rusakov, “The relief of magnetic induction in hard SC at thermomagnetic avalanches”, in *Abstract Book of the XVII Krajowa Konferencija Nadprzewodnictwa, Karpacz, Polska, 2015*, p. E-3.
11. E.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, O.M. Chumak, I. Abal’osheva, “Fractal-like structure of magnetic field penetration into superconducting NbTi disc: stochastic jumps of flux bundles and Meissner holes”, in *Abstract Book of the VI International Conference for Young Scientists. Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2015*, p. 37.
12. E.I. Kuchuk, I. Abal’osheva, V.V. Chabanenko, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, V.F. Rusakov, A. Abal’oshev, “A roughening of the vortex landscape and meissner holes at the magnetic field penetration into superconducting NbTi disc”, in *Abstract Book of the V International Conference for Young Scientists. Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2014*, p. 62.
13. E.I. Kuchuk, I. Abal’osheva, V.V. Chabanenko, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, S.V. Vasiliev, A. Abal’oshev, “Penetration of magnetic field into

- superconducting NbTi disc: a rough penetration front and meissner holes”, in *Abstract Book of the IV International Conference on Superconductivity And Magnetism, Antalya, Turkey, 2014*, p.483.
- 14.R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, O.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, I. Abalosheva, V.F. Rusakov, A. Nabiałek, A. Abaloshev, in *Abstract Book of the “XXIII International Materials Research Congress (IMRC XXIII), Mexico, Cancun, 2014, S7D-P020*.
- 15.V.V. Chabanenko, I. Abalosheva, E.I. Kuchuk, R. Cortes-Maldonado, F. Perez-Rodriguez, A. Nabiałek, A. Abaloshev, H. Szymczak, “Penetration of magnetic field into superconducting NbTi disc: stochastic jumps of flux bundles and meissner holes”, in *Abstract Book of the 27th International Conference on Low Temperature Physics (LT 27), Argentina, Buenos Aires, 2014*, p.85 – 0939.
- 16.V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, E. I. Kuchuk, A.E. Philippov, O.M. Chumak, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, I. Abal’osheva, A. Nabiałek, “Fractal-like structure of flux front penetration into superconducting NbTi disc”, in *Abstract Book of the Advanced Topics in Magnetism and Superconductivity (AToMS-2014), Argentina, Bariloche, 2014*, p. 55.
- 17.V.V. Chabanenko, E.I. Kuchuk, V. Yurchenko, I. Abal’osheva, R. Cortés-Maldonado, F. Pérez-Rodríguez, J. Karpinski, R. Puźniak, “Penetration of magnetic field in a single crystal of MgB₂: Meissner holes and flux avalanches”, in *Abstract Book of the XVI National Conference on Superconductivity, Jagiellonian University, Zakopane, Poland, 2013*, p. 85.
- 18.E.I. Kuchuk, V.V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, A. Nabiałek, V.F. Rusakov, ”Transformation of the induction of magnetic field in superconductor as a result of thermomagnetic avalanches at flux trapping regime”, in *Abstract Book of the International Conference for Young Scientists. Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine, 2012*, p. 49.

ЗМІСТ

ВСТУП	6
РОЗДІЛ 1. СТІЙКІСТЬ КРИТИЧНОГО СТАНУ НАДПРОВІДНИКІВ І ДИНАМІКА ЙОГО РУЙНУВАННЯ (ОГЛЯД)	14
1.1. Якісний розгляд нестійкості критичного стану	18
1.2. Стрибки потоку та поле повного проникнення	24
1.4. Розмагнічуючий фактор	26
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ. ОТРИМАННЯ ЗРАЗКІВ	29
2.1. Магнітооптичний метод досліджень індукції магнітного поля на поверхні надпровідників	29
2.2. Індуктивні та холловські датчики при вивченні локальної динаміки потоку	32
2.3. Надпровідні матеріали для досліджень. Підготовка зразків.	35
РОЗДІЛ 3. ПРОНИКНЕННЯ ПОЛЯ У НАДПРОВІДНИК Й ЛАВИННА ДИНАМІКА КРИТИЧНОГО СТАНУ (РЕЖИМ ЕКРАНУВАННЯ)	39
3.1. Динаміка фронту магнітного потоку і перетворення критичного стану	39
3.2. Результати досліджень динамічних процесів в обмеженому циліндрі	45
3.3. Формування лавинної плями і аналіз внутрішніх процесів	52
3.3.1. «Однорідне» заповнення області лавини магнітним потоком	52
3.3.2. Неоднорідне входження лавини потоку: зміна контурів струму і індукції у НП диску	57
3.3.3. Формування розподілу індукції магнітного поля в лавинній «плямі»	59
3.3.4. Складні профілі індукції в «пальцеподібній» структурі лавин та їх формування	61

3.3.5.Проникнення потоку в області слабого піннінга. Монокристал MgB_2	65
3.4.Модель перетворення критичного стану в режимі екранування	69
Висновки до розділу 3	71
РОЗДІЛ 4. ОСОБЛИВОСТІ ВИХОДУ МАГНІТНОГО ПОТОКУ: ТОНКА СТРУКТУРА ЛАВИН ТА МЕЙСНЕРОВСЬКІ ПОРОЖНИНИ (РЕЖИМ ЗАХОПЛЕННЯ ПОТОКУ)	73
4.1.Тонка структура термомагнітних лавин в монокристалі V_3Si в режимі захоплення потоку. Розподіл мікролавін потоку за їх величиною.	73
4.1.1.Особливості експерименту	73
4.1.2.Результати	75
4.2.Дослідження критичного стану в режимі захоплення. Особливості структури картин виходу потоку в монокристалах MgB_2	78
4.3.Модель перетворення критичного стану в режимі захоплення потоку	88
Висновки до розділу 4	91
РОЗДІЛ 5. СТРУКТУРА ІНДУКЦІЇ КРИТИЧНОГО СТАНУ ЕКСТРУДОВАНОГО $NbTi$ ТА ОСОБЛИВОСТІ ЕКРАНУВАННЯ	93
5.1.Структура магнітної індукції в $NbTi$ диску в критичному стані: режими екранування і захоплення потоку	94
5.1.1. Аналіз структури фронту магнітного потоку в $NbTi$ диску	95
5.1.2 Аналіз структури магнітної індукції в $NbTi$ диску в режимі захоплення потоку	97
5.2.Нестійкості критичного стану порожнистого товстостінного $NbTi$ циліндра	98
5.2.1. Експериментальні результати	99
5.2.2. Роль структури індукції критичного стану. Структура стрибків магнітного потоку в екрані	100

5.2.3. Екрануючі властивості товстостінних екранів. «Аномальна» нестійкість критичного стану	102
Висновки до розділу 5	106
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ	109
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	111

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- H** – зовнішнє поле;
- H_{c1}** – перше критичне магнітне поле;
- H_{c2}** – друге критичне магнітне поле;
- H_{eff}** – ефективне магнітне поле біля поверхні надпровідника;
- H_p** – поле повного проникнення;
- B_n** – нормальна складова індукції магнітного поля;
- J_M** – мейснеровський струм;
- J_c** – критичний струм;
- ΔJ_{dmf}** – добавка до екрануючого струму;
- J_{est}** – критичний діамагнітний струм;
- λ** – глибина проникнення;
- ξ** – довжина когерентності;
- ΔΦ** – магнітний потік;
- T_c** – критична температура;
- v (T)** – теплоємність зразка,
- κ (T)** – теплопровідність,
- МО** – магнітооптичні зображення;
- ZFC** – охолодження в нульовому магнітному полі;
- S(K)** – спектральна функція;

ВСТУП

Актуальність теми. Досліджувані в даній роботі матеріали відносяться до жорстких надпровідників другого роду. Сильно неоднорідний метастабільний стан цих надпровідників в магнітному полі обумовлений пінінгом потоку. Пінінг унеможливорює вхід вихорів та їх вихід при перемагнічуванні, призводячи до незворотності їх властивостей.

В останні роки значні зусилля дослідників зосереджені на вивченні незвичайних явищ, пов'язаних з просторово-часовими динамічними властивостями такого стану. Це самоорганізована критичність при стохастичній динаміці вихорів, прояв ефектів пам'яті в вихровій структурі, утворення грубих «шорсткостей» фронту проникаючого потоку, звивистість інтерфейсу та ін.

Дослідження властивостей жорстких надпровідників дуже перспективні і з точки зору технічних застосувань. Реальні можливості для створення різного роду надпровідних магнітних систем з'явилися після відкриття жорстких надпровідників, що мають високі значення критичної температури і щільності критичного струму в сильних магнітних полях. Технічні вироби на основі явища надпровідності відіграють визначальну роль при створенні накопичувачів енергії, ліній електропередач, генераторів, прискорювачів і детекторів елементарних частинок і т.п. Ці пристрої є великими надпровідними системами. Упровадження у нові фундаментальні галузі науки через створення гігантських експериментальних установок (наприклад, Великий адронний колайдер), також засноване на застосуванні гранично сильних магнітних полів, гігантських струмів. Тому проблема отримання високостабільних сильних магнітних полів з використанням жорстких надпровідників дуже значна. Забезпечення їх надійної роботи - важлива і актуальна задача. Її рішення визначається правильним вибором конструкції, надпровідного матеріалу і області параметрів, де його властивості високостабільні.

Екранування зовнішнього магнітного поля - також одна з основних властивостей надпровідника, поряд з бездисипативним транспортом

електричної енергії. Дослідження можливостей екранування має багату історію, починаючи з 60 років минулого століття аж до нашого часу. У той же час ряд найважливіших питань залишився відкритим. Наприклад, виявлені в 1964 р. нестійкості потоку в надпровідних екранах, що пов'язані з термомагнітними лавинами, тривають в області полів, де, з точки зору модельних уявлень, їх бути не повинно. Це пов'язано зі складністю процесів, що відбуваються, їх швидкоплинністю (тисячні долі секунди), складністю постановки експерименту (сильні магнітні поля, високороздільна апаратура).

У роботі реалізовано комплексний підхід до вивчення явища проникнення поля в надпровідний екран. Він включає як квазістатичні дослідження магнітних властивостей, так і вивчення динаміки потоку при термомагнітних лавинах. При цьому використані різноманітні датчики з різною їх локалізацією у надпровідному об'єкті. У результаті було встановлено нові особливості цього явища, що дозволяють просунутися далі в розумінні складного явища екранування магнітного поля.

У дисертаційній роботі детально досліджуються зародження і динаміка розвитку нестійкостей надпровідних властивостей, умови в яких це відбувається, а також подальше перетворення критичного стану ряду перспективних матеріалів. Виявлення відмінності на порядок швидкостей поширення електромагнітного збурення вздовж і поперек вихрових ліній магнітного поля, являє собою важливий факт, який потребує постановки теоретичної задачі для з'ясування причин сильної анізотропії динаміки збурення. Таким чином, вирішуються нові важливі наукові завдання, які мають фундаментальне і прикладне значення, що робить її тему актуальною.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відділі «Надпровідності і тунельної спектроскопії» Донецького фізико-технічного інституту ім. О.О. Галкіна НАН України і є складовою частиною наступних проектів:

- Цільова програма НАН України «Розробка комплексних середовищ на основі складних оксидів і сплавів для пристроїв з електричними і магнітними зв'язками, дослідження динаміки нерівноважних процесів в них (номер державної реєстрації 0112U000107, термін виконання 2012-2016 рр.);
- Українсько-польські проекти в рамках наукового співробітництва між НАН України та Польською академією наук (ПАН):
 - a. «Тривимірна динамічна трансформація критичного стану в надпровідних елементах», термін виконання 2015-2017 рр.;
 - b. «Термомагнітні лавини в анізотропних високотемпературних надпровідниках - явище, котре обмежує їх технічне застосування в енергетиці», термін виконання 2012-2014 рр.;
- Проект SEP-CONACYT CB-2012-01-183673 (Мехіко) «Study of thermomagnetic avalanches in anisotropic superconductors» (термін виконання 2012-2015).

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є аналіз динаміки структури індукції на поверхні різних надпровідних зразків. Розвиток уявлень про лавинний процес і складних перетворень магнітного поля на поверхні надпровідника, включаючи встановлення ролі розмагнічуючого фактора у перетворенні критичного стану жорстких надпровідників у режимах екранування і захоплення магнітного потоку.

Вивчення термомагнітної нестійкості (стрибка магнітного потоку) дуже важливо, так як в певних умовах цей процес може розвиватися подібно лавині й привести до руйнування надпровідного стану. Для досягнення поставленої мети були сформульовані наступні завдання:

- Провести аналіз динаміки фронту магнітного потоку і критичного стану в надпровідних обмеженому циліндрі і диску. Виявити умови формування розподілу індукції магнітного поля у лавинній «плямі». Вивчити зміну контурів струмів та індукції у зразках.

- Провести дослідження проникнення потоку в монокристал MgB_2 у режимі екранування та дослідити особливості структури картин виходу потоку з монокристалу MgB_2 у режимі захоплення потоку.
- Провести дослідження структури магнітної індукції в $NbTi$ диску в критичному стані: режими екранування і захоплення потоку.
- Вивчити властивості та особливості критичного стану товстостінного $NbTi$ циліндра. Проаналізувати структуру стрибків магнітного потоку в екрані.
- Провести аналіз тонкої структури термомагнітних лавин в монокристалі V_3Si .

Об'єктом дослідження є розподіл магнітного поля на поверхні жорстких надпровідників і монокристалів, стійкість критичного стану жорстких надпровідників другого роду по відношенню до виникнення стрибків магнітного потоку, які є основною причиною зниження струмонесучої здатності жорстких надпровідників.

З урахуванням особливостей структури монокристалів MgB_2 , V_3Si та інших, становить інтерес вивчення динаміки магнітного потоку в залежності від складу, геометрії зразка і способу його отримання.

Предмет досліджень. Жорсткі надпровідники другого роду Nb , $NbTi$, $NbZr$, монокристали MgB_2 , V_3Si і вплив параметрів цих матеріалів на розподіл індукції магнітного поля в них.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених завдань в дисертації використовувалися інтегральні та локальні методи вимірювань.

Локальні методи були використані для вивчення ролі розмагнічуючого фактора у динамічному формуванні складної магнітної структури критичного стану жорстких надпровідників. За допомогою датчика Холла вивчена динаміка катастрофічних лавин магнітного потоку в надпровідних зразках у процесі

повільної розгортки зовнішнього магнітного поля. Також датчик Холла дає можливість реєструвати зміну поля розсіювання поблизу поверхні обмеженого циліндра при його перемагнічуванні з фіксацією стрибків магнітного потоку, пов'язаних з термомагнітними лавинами. Для визначення величини потоку, який перебуває у надпровіднику в процесі розвитку лавини і подальшої поведінки потоку в зразку, використовувалися індукційні датчики. Для розуміння причин кардинальної перебудови структури індукції додатково проаналізовані літературні дані візуалізації динаміки потоку при лавині, отримані магнітооптичним методом, заснованому на ефекті Фарадея.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. У ніобієвому диску вперше встановлено, що динамічний критичний струм в області фронту лавини залишається постійним в процесі руху магнітного потоку і на 10-15% перевищує квазістатичний критичний струм.

2. Вперше виявлено та проаналізовано тонку структуру термомагнітних лавин виходу потоку в надпровідному монокристалічному диску V_3Si . Побудовано гістограми, що дають розподіл мікролавин за величиною, які мають характерний вид з максимумом при певній величині магнітного потоку.

3. Вперше встановлено, що ефективне поле поблизу бокової поверхні обмеженого $NbTi$ надпровідника зменшується стрибком при виникненні лавини потоку і призводить до утворення струму парамагнітного (діамагнітного) напрямку для режиму екранування (захоплення) магнітного потоку.

4. У монокристалі MgB_2 виявлені мейснерівські порожнини, які в «горіхоподібній» структурі індукції, сформованої знакозмінним перемагнічуванням, поділяють домени з протилежним напрямком намагніченості.

5. У екструдованому $NbTi$, «лідері» технічних застосувань, встановлено, що динаміка вихрової структури призводить до утворення сильно порізаної структури межі області проникнення магнітного поля. Такий неоднорідний рельєф індукції магнітного поля впливає на стійкість критичного стану і

дозволяє пояснити виникнення термомагнітних лавин в умовах прозорості стінок надпровідного екрана.

Достовірність отриманих результатів підтверджується використанням науково обґрунтованих теоретичних та експериментальних методів. Результати досліджень опубліковані в провідних українських і міжнародних наукових виданнях.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що результати досліджень доповнюють і розширюють існуючі уявлення про фізичні явища, що виникають в процесі входження магнітного потоку і перетворенні критичного стану жорстких надпровідників другого роду. Отримані результати повинні враховуватися при використанні жорстких надпровідників другого роду для різних технічних застосувань.

Особистий внесок здобувача полягає в пошуку і аналізі літературних даних за темою дисертаційної роботи, виготовленні частини надпровідних зразків для дослідження. Магнітооптичні дослідження явища проникнення магнітного поля в NbTi диск і монокристали MgB_2 були виконані в співавторстві зі співробітниками Інституту фізики Польської академії наук (ІФ ПАН) у Варшаві Dr I. Abaloszewa и Dr V. Yurchenko з Університету в Осло, Норвегія. Магнітні дослідження надпровідників (Nb, сплаву NbTi і монокристалла V_3Si) в сильних магнітних полях були виконані в співавторстві з Dr hab. A. Nabialek з ПАН у Варшаві. Розрахунок картин щільності струмів по фотографіях розподілів індукції магнітного поля на поверхні надпровідників були виконані автором спільно з Dr I. Abaloszewa (ІФ ПАН, Варшава). Самостійно автором зроблена обробка і аналіз всіх цих магнітооптичних зображень проникнення магнітного потоку, побудовані графіки, діаграми, гістограми, проведена інтерпретація цих результатів. Здобувач самостійно опрацювала і проаналізувала наявні в літературі магнітооптичні дані інших авторів, що стосуються лавин магнітного потоку. Інтерпретація частини цих

результатів виконана спільно з д.ф.-м.н. проф. Русаковим В.Ф (Донецький національний університет МОН України). Автор брала активну участь в обговоренні результатів, формулюванні висновків, побудови моделей і написання статей.

Визначення напрямків досліджень, постановка задач та експериментів здійснювалася спільно з науковим керівником д.ф.-м.н. Чабаненко В.В.

Таким чином, особистий внесок автора дисертації в рішення поставлених завдань є визначальним.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертаційної роботи доповідалися особисто дисертантом на таких вітчизняних та міжнародних наукових конференціях:

1. VII International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine. 6 - 10 June, 2016. P. 48.
2. VI Taller, International Seminar: “de Metamateriales, Cristales Fotónicos, Cristales Fonónicos y Estructuras Plasmónicas” San Miguel de Allende, México. Enero 11-14, 2015. Programa, P. 4 (*invited report*).
3. VI International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine, 2-5 June 2015. – P. 37
4. XVII Krajowa Konferencija Nadprzewodnictwa, Karpacz, Polska. – 25-30 October 2015. P. E-3
5. V International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkov, Ukraine. 2-7 June 2014. – P. 62
6. IV International Conference on Superconductivity and Magnetism, Antalya, Turkey. – 27Apr - 2 May 2014. – P. 483
7. XVI National Conference on Superconductivity, Jagiellonian University, Zakopane, Poland. – 7-12 October 2013. – P. 85.
8. III International Conference for Young Scientists, Low Temperature Physics, Kharkiv, Ukraine. – 14 -18 May 2012. – P. 49.

Публікації. Результати дисертації представлені у 19 наукових публікаціях: 8 статей у фахових вітчизняних та міжнародних періодичних наукових виданнях та 11 тез доповідей на всеукраїнських та міжнародних наукових конференціях.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, 5-ти розділів, висновків і списку використаних джерел. Загальний обсяг дисертації становить 120 сторінок машинописного тексту, з них 110 сторінок основного тексту. Дисертація містить 60 рисунків, список використаних джерел зі 119 найменувань на 10 сторінках.

Перший розділ містить огляд літератури за темою дисертації. У ньому представлено короткий опис теоретичних й експериментальних робіт з вивчення стійкості критичного стану жорстких надпровідників, їх властивостей.

Другий розділ присвячений різним методикам, які були застосовані для дослідження магнітних властивостей надпровідних матеріалів.

Третій розділ присвячений результатам детального вивчення розподілу магнітного поля на поверхні диска в процесі лавинного проникнення магнітного потоку у надпровідник.

Четвертий розділ присвячений дослідженню безвихрових порожнин в надпровідних зразках і монокристалах, а також дослідженню тонкої структури лавин.

П'ятий розділ присвячений дослідженню особливостей проникнення магнітного поля та їх вплив на стійкість критичного стану в НП зразках різної геометрії.

РОЗДІЛ 1

СТІЙКІСТЬ КРИТИЧНОГО СТАНУ НАДПРОВІДНИКІВ І ДИНАМІКА ЙОГО РУЙНУВАННЯ (ОГЛЯД)

Перехід речовини у надпровідний стан супроводжується різким падінням до нуля його опору на постійному струмі, стрибком теплоємності і істотною зміною його магнітних властивостей. Останній ефект, зокрема, проявляється в тому, що магнітний потік повністю (ефект Мейсснера) або частково витісняється з зразка. Тим самим надпровідники є сильними (у порівнянні з нормальними металами) діамагнетиками. За величиною відношення довжини когерентності ξ до глибини проникнення постійного магнітного поля λ ($\kappa = \xi / \lambda$) їх поділяють на два типи: надпровідники *першого* ($\kappa < 1 / \sqrt{2}$) і *другого роду* ($\kappa > 1 / \sqrt{2}$).

До надпровідників *першого роду* відносяться чисті надпровідні метали (Pb, Sn, ...), крім ванадію (V) і ніобію (Nb), а до надпровідників *другого роду* - ванадій (V), ніобій (Nb) і більшість надпровідних сплавів. Надпровідники першого роду є ідеальними діамагнетиками, їх магнітна сприйнятливність $\chi = -1$. У зовнішньому магнітному полі в них спостерігається повний ефект Мейсснера, тобто, повне витіснення магнітного поля. Величина зовнішнього магнітного поля, при якому в надпровіднику першого роду спостерігається перехід з надпровідного в нормальний стан B_c зазвичай не перевищує 0.1 Тл, що унеможливило використання надпровідників *першого роду* в потужнострумівих технічних пристроях, здатних працювати в сильних магнітних полях.

У надпровідниках *другого роду* спостерігається як повне, так і часткове витіснення потоку. У слабкому магнітному полі ($B = 0$ всередині зразка) спостерігається ідеальний діамагнетизм. Однак, починаючи з деякого магнітного поля B_{c1} , яке прийнято називати *першим* (нижнім) *критичним полем*, магнітне поле починає проникати всередину надпровідника. Зазвичай величина B_{c1} не перевищує значення 0.05 Тл. Повністю в обсязі надпровідника

надпровідність зникає лише при досягненні так званого *другого* (верхнього) *критичного магнітного поля* B_{c2} . Надпровідний стан в інтервалі полів $B_{c1} < B < B_{c2}$ називають змішаним станом, який вперше було виявлено в роботі [1] Шубніковим із співробітниками, тому такий стан часто називають фазою Шубнікова. Дуже істотним для застосувань є те, що часто величина B_{c2} дуже велика. Для жорстких низькотемпературних надпровідників, величина B_{c2} досягає значення ~ 40 Тл, а для високотемпературних надпровідників $\sim 10^2$ Тл.

Сучасні технічні надпровідні матеріали - композити, як правило, виконані за тією чи іншою технологією на основі сплавів Nb-Ti (різного складу) та з'єднань Nb₃Sn і V₃Ga, які є також жорсткими надпровідниками другого роду. Порівняно недавно були отримані надпровідні композити на основі сплаву Nb₃Al [2]-[7], які стійкі до радіаційного впливу. Струмопровідні вироби з ВТНП є багат шарові стрічки (наприклад, підкладка-буферний шар - YBaCuO - шар срібла) .

В даний час можна вважати однозначно встановленими уявлення про мікроскопічну структуру змішаного стану, які вперше були розвинені в теоретичній роботі Абрикосова [8]. Їх суть полягає в тому, що магнітний потік входить у надпровідник другого роду у вигляді квантових вихрових ниток (*вихорів Абрикосова*). Сукупність цих вихрових ниток, кожна з яких несе певний магнітний потік - квант магнітного потоку Φ_0 , утворює решітку вихрових ниток, які пронизують зразок від однієї його межі до іншої. Величина Φ_0 визначається з мікроскопічної теорії і дорівнює $\Phi_0 = h / 2e = 2.067 \cdot 10^{-15}$ Вб, де h - постійна Планка, e - заряд електрона. Центральна частина вихрової нитки (*кор вихору*) має діаметр близько довжини когерентності ξ і практично перебуває в нормальному стані. Навколо кора вихору течуть кругові надпровідні струми, які займають просторову область порядку глибини проникнення магнітного поля λ .

Якщо у надпровіднику, що знаходиться у змішаному стані, протікає транспортний струм, то сумарна швидкість руху електронної рідини з різних сторін вихору різна. Це, відповідно до гідродинамічного *закону Бернуллі*,

призводить до різних значень тиску по периметру вихрової нитки. В результаті виникає сила Лоренца f_L , діюча на одиницю довжини вихору в напрямку, перпендикулярному магнітному полю і транспортному току (струму). Величина сили Лоренца, що діє на одиницю довжини вихору дорівнює:

$$\vec{f}_L = [\vec{j}, \vec{\Phi}_0],$$

де \vec{j} - щільність струму, $\vec{\Phi}_0$ - квант магнітного потоку.

Сила, діюча на одиницю об'єму вихрової решітки, тоді може бути записана в наступному вигляді:

$$\vec{F}_L = [\vec{j}, \vec{B}]$$

де \vec{B} - локальне значення індукції магнітного поля.

Наявність сили F_L означає, що при включенні транспортного струму, починаючи з деякого значення j , вихрова решітка у надпровіднику *другого роду* може починати рухатися. Рух вихрової решітки, що виникає у надпровіднику другого роду під дією сили Лоренца, призводить до дисипації енергії [9]-[13]. Це означає, що в ідеальних надпровідниках другого роду, що знаходяться в змішаному стані, електричний опір виникає ще при як завгодно малих значеннях щільності транспортного струму. У неідеальних надпровідниках другого роду істотний внесок в рух вихрової решітки вносить її взаємодія з різними дефектами кристалічної структури. Сила такої взаємодії, що діє на одиницю об'єму вихрової решітки, називається силою піннінга F_p . Закріплення вихорів можливо на дефектах кристалічної структури, де їх *гіббсовська вільна енергія* має відносний мінімум. Такі дефекти носять назву *центрів піннінга*. Центрами піннінга можуть бути межі зерен в полікристалах, дислокації, виділення другої фази (як надпровідної, так і нормальної) [14]-[26]. *Піннінг є фундаментальною причиною незворотності магнітних властивостей надпровідників* – він унеможливорює вхід вихорів (проникнення потоку) при збільшенні зовнішнього магнітного поля та їх вихід при зменшенні поля.

У неідеальному надпровіднику другого роду вихрова решітка починає рухатися, якщо сила Лоренца F_L досить велика, щоб подолати силу піннінга.

Відповідно й дисипація з'являється за умови $F_L \geq F_p$. За аналогією з F_L , величину F_p можна записати у вигляді: $F_p = - [j_c, \mathbf{B}]$. Визначена таким чином величина j_c носить назву *густини критичного струму*. У надпровідниках другого роду з досить великими значеннями щільності критичного струму j_c вихрова решітка жорстко пов'язана з кристалічною. Такі матеріали називаються *жорсткими надпровідниками*. Дисипація енергії в жорстких надпровідниках другого роду виникає, якщо величина наведеного в надпровіднику струму $j \geq j_c$. Величина j_c може досягати значень аж до $10^9 \div 10^{11}$ А / м².

У.В. Kim [27] та С.Р. Bean [28] сформулювали так звану концепцію критичного стану, згідно з якою у жорсткому надпровіднику у відповідь на будь-яке збурення, що приводить до появи електричного поля, встановлюється критичний стан, при якому щільність струму (усюди, де вона відмінна від нуля) практично збігається з щільністю критичного струму. У загальному випадку він залежить від температури та магнітного поля $j_c = j_c(T, B)$.

Вольтамперна характеристика критичного стану в динаміці має вигляд:

$$\vec{j} = \frac{\vec{E}}{|\vec{E}|} \{j_c(T, B) + j_n(T, B, E)\},$$

где j_c - щільність критичного струму; j_n - щільність нормального або резистивного струму, пов'язаного з рухом вихрової структури в надпровіднику; передбачається, що $j_n \ll j_c$; E - напруженість електричного поля; T - температура; B - індукція магнітного поля.

У жорстких надпровідниках бездисипативне протікання струму можливо лише в обмеженій області параметрів: $T < T_c$, $B < B_{c2}$, $j < j_c$. Однак експериментальні дослідження показали, що не за будь-яких умов в жорсткому надпровіднику може бути досягнуто критичне значення щільності струму j_c .

Причиною зниження струмонесучої здатності жорстких надпровідників в багатьох випадках є характерна для критичного стану *термомагнітна нестійкість* - *стрибок магнітного потоку*. Стрибок магнітного потоку, як правило, супроводжується сильним розігрівом надпровідника, падінням до

нуля щільності надпровідного струму, іноді переходом зразка в нормальний (ненадпровідний) стан. Крім того, при стрибку магнітного потоку спостерігається різка (стрибкоподібна) зміна його повного магнітного моменту, лінійних розмірів зразка через ефект магнітострикції, пов'язаної в основному з критичним струмом, поглинання ультразвуку та ін.

Таким чином, явище термомагнітної нестійкості не дозволяє досягти щільності струму рівній j_c , що істотно обмежує ефективне практичне застосування жорстких надпровідників.

1.1 Якісний розгляд нестійкості критичного стану

Виходячи з концепції критичного стану, на простому прикладі розглянемо фізичний механізм виникнення стрибків магнітного потоку. Розглянемо плоский напівнескінченний зразок, який знаходиться в зовнішньому магнітному полі, паралельному його поверхні.

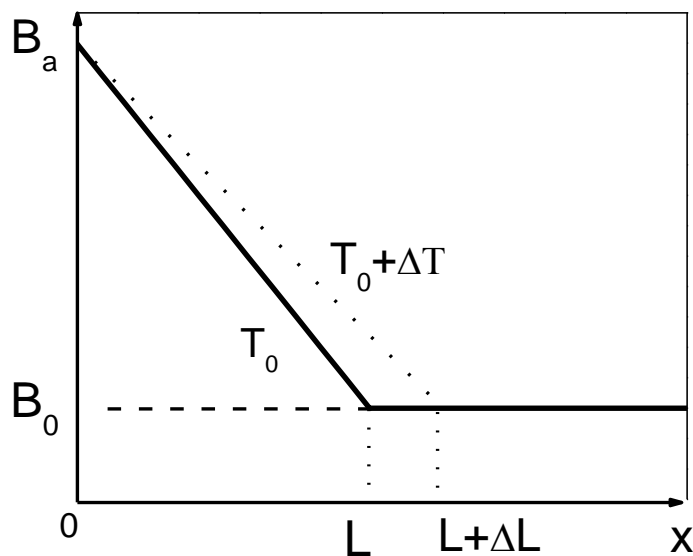


Рис. 1.1. Розподіл індукції $B(x)$ магнітного поля у приповерхневому шарі надпровідника до (суцільна лінія) і після (пунктир) малого збурення температури T ; B_a - індукція на поверхні НП.

Припустимо, що в початковий момент часу магнітне поле однорідне у всьому просторі і дорівнює B_0 . Потім воно зростає до деякої величини B_a . По мірі збільшення магнітного поля магнітний потік входить у надпровідник. Під

час його руху виникає електричне поле, що індукуює у надпровіднику струм, щільність якого j , згідно з концепцією критичного стану, близька до щільності критичного струму $j=j_c(T, B)$. Виникаючий поблизу поверхні струм екранує магнітне поле так, що на відстані L від поверхні зразка напруженість магнітного поля, як і раніше залишається рівною своєму початковому значенню B_0 . В результаті в пластині виникає розподіл магнітного поля, зображений суцільною лінією на рис. 1.1. В області простору $0 < x < L$ є перепад магнітного поля $\Delta B = B_a - B_0$, причому $\partial B / \partial x \sim j_c$.

Можна описати розвиток термомагнітної нестійкості як замкнутий цикл взаємопов'язаного процесу. Схематично процес зародження нестійкості зображений на рис. 1.2. Фактично, стрибок магнітного потоку обумовлений зростаючими збуреннями температури і електромагнітного поля.

Нехай в результаті якого-небудь початкового збурення довільної фізичної природи в надпровіднику зростає температура на величину ΔT_{virgin} . Тоді щільність екрануючого струму спадає (так як $dj_c / dT < 0$). Зі зменшенням щільності струму додатковий магнітний потік $\Delta \Phi$ проникає в зразок (штрихована лінія на рис. 1.1), збуджуючи електричне поле E . Під час його руху виділяється додаткове тепло ΔQ , що призводить до зростання температури ΔT_{end} , що відповідно знижує j_c і так далі по замкнутому циклу (рис. 1.2):

$$\Delta T_{\text{virgin}} \uparrow \Rightarrow \downarrow \Delta j_c = |dj_c / dt| \cdot \Delta T_{\text{virgin}} \Rightarrow \Delta \Phi \uparrow \Rightarrow \uparrow \Delta E = |d\Phi / dt| \Rightarrow \uparrow \Delta Q = \Delta E \cdot j_c \Rightarrow \Delta T_{\text{end}}$$

В умовах позитивного зворотнього зв'язку, коли $\Delta T_{\text{virgin}} < \Delta T_{\text{end}}$, процес може відбуватися лавиноподібно та привести до руйнування надпровідного стану. Така термомагнітна нестійкість критичного стану, що існує в жорстких і композитних надпровідниках, називається *стрибком магнітного потоку* або *лавиною потоку*. У зворотньому випадку $\Delta T_{\text{virgin}} > \Delta T_{\text{end}}$ флуктуація загасає і критичний стан залишається стійким.

Кожен з цих процесів характеризується своїм коефіцієнтом дифузії: термічної $D_t = \kappa / \nu$ (κ -теплопровідність, ν -теплоємність одиниці об'єму) і

магнітної $D_m = 1/\mu_0\sigma$ (σ -провідність у резистивном стані, $\mu_0=4\pi\cdot 10^{-7}$ Гн/м), обумовленою нормальними струмами у резистивном режимі. Відповідно, характерні часи дифузії тепла та електромагнітного поля наступні [30]:

$$\tau_t = \frac{(2L/\pi)^2}{D_t}, \quad \tau_m = \frac{(2L/\pi)^2}{D_m},$$

де L – характерний просторовий масштаб.

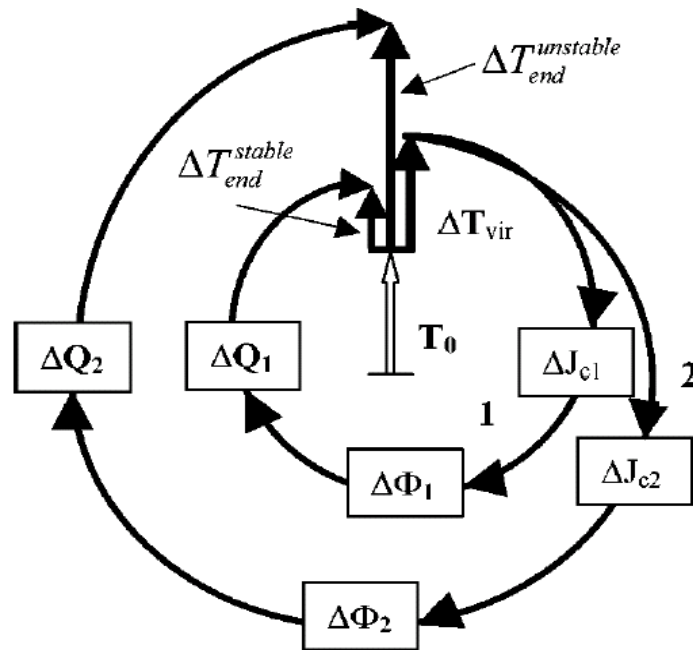


Рис. 1.2. Схема розвитку термомагнітної нестійкості у надпровідниках другого роду [29].

Для більшості жорстких надпровідників реалізується випадок $\tau_m \ll \tau_t$. Це означає, що при швидкому поширенні магнітного потоку розігрів відбувається адіабатично. Для композитних надпровідників реалізується протилежний випадок ($\tau_m \gg \tau_t$), це у свою чергу означає, що швидкий розігрів відбувається при "замороженому" магнітному потоці.

На основі якісного розгляду у адіабатичному наближенні ($\tau_m \ll \tau_t$), був отриманий критерій стійкості критичного стану [31].

Теорія стійкості критичного стану по відношенню до нескінченно малих флуктуацій була розвинена Мінцем, Рахмановим, Гуревичем і Кремлевим в роботах [27]-[30]. Вона заснована на лінійному аналізі стійкості критичного

стану та динаміки розвитку збурень при зародженні термомагнітної нестійкості, на основі рівняння теплопровідності і рівнянь Максвелла. Скористаємося моделлю Біна (як рівнянням критичного стану) $j_c(T, B) = j_c(T, B_a)$, де B_a - індукція зовнішнього магнітного поля на поверхні зразка.

Температура T і електричне поле у зразку E визначаються з рівнянь теплопровідності та рівнянь Максвелла, які у даному наближенні зручно записати у наступному вигляді [50]:

$$\left\{ \begin{array}{l} v(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[\chi(T) \text{grad} T] + \vec{j} \vec{E}, \\ \text{rot rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}, \\ \vec{j} = \vec{j}(T, E) = \vec{j}_c(T) + \vec{j}_n(E). \end{array} \right. \quad (1.1)$$

де $v(T)$ – теплоємність зразка, $\chi(T)$ – теплопровідність, E – електричне поле, T – температура, j – щільність струму, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Гн/м}$.

Рішення системи рівнянь (1.1), як зазвичай при лінійному аналізі, шукається у вигляді:

$$T(\vec{r}, t) = T_0(\vec{r}, t) + \delta T(\vec{r}, t), \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \delta \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (1.2)$$

де $T_0(\vec{r}, t)$ і $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ - фон, на якому відбувається розвиток магнітних збурень температури $\delta T(\vec{r}, t)$ та електричного поля $\delta \vec{E}(\vec{r}, t)$. Зміна в часі T_0 і E_0 обумовлена зміною зовнішніх параметрів. І так як у звичайних умовах експерименту характерні параметри (магнітне поле, транспортний струм і т. п.) змінюються за час, набагато більший, ніж час зростання збурень при стрибку магнітного потоку, то, практично у всіх випадках, які ставлять інтерес величини T_0 і E_0 можна вважати постійними в часі, а температура T_0 однорідна по перерізу зразка.

Таким чином, у ряді випадків задача про визначення фону, на якому відбувається розвиток термомагнітної нестійкості, є очевидною: температура T_0 дорівнює температурі навколишнього середовища, а від E_0 (в області досить високих значень електричного поля) стійкість критичного стану не залежить.

Для визначення критерію стійкості критичного стану, тобто області параметрів, в якій малі збурення необмежено наростають, користуються такою стандартною процедурою: знаходять рішення лінеаризованої системи рівнянь (1.1), відповідним чином обезрозмірене, у вигляді:

$$\begin{cases} \theta = \theta_1(\vec{r})e^{\lambda t}, \\ \vec{\varepsilon} = \vec{\varepsilon}_1(\vec{r})e^{\lambda t}. \end{cases} \quad (1.3)$$

До цих рівнянь необхідно додати відповідні граничні умови. В адіабатичному наближенні теплові умови можна опустити, залишивши тільки електродинамічні. В результаті для нескінченної пластини товщини d отримується поле першої нестійкості B_{1fj} або критичний перепад індукції ΔB_{fj} в зразку, при якому критичний стан втрачає стійкість (виникає стрибок потоку) [76]:

$$B_{1fj} = \Delta B_{fj} \geq \frac{\pi}{2} \sqrt{\mu_0 \nu(T) \frac{j_c(T)}{|\partial j_c / \partial T|}}, \quad (1.4)$$

де $j_c(T)$ – щільність критичного струму та $\nu(T)$ – теплоємність зразка.

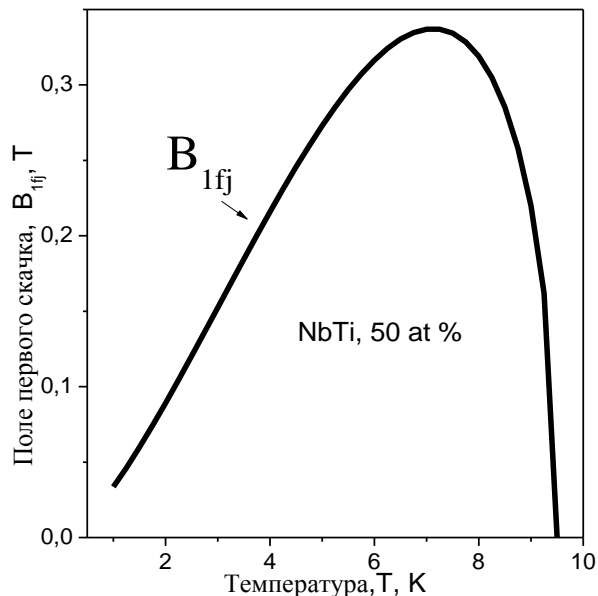


Рис. 1.3 Графік залежності магнітного поля першого стрибка (першої нестійкості критичного стану) від температури, розрахованої для NbTi надпровідника.

Графік залежності поля першого стрибка від температури, побудований на підставі виразу (1.4) для NbTi надпровідника, представлений на рис. 1.3. При побудові графіка $B_{Ij}(T)$, були використані наступні значення параметрів: $j_c(T) = j_0(1 - T/T_c)$, $\nu(T) = 288.54 \cdot T^3$ Дж/м³К, $T_c = 9.5$ К, характерні для більшості сплавів NbTi [24].

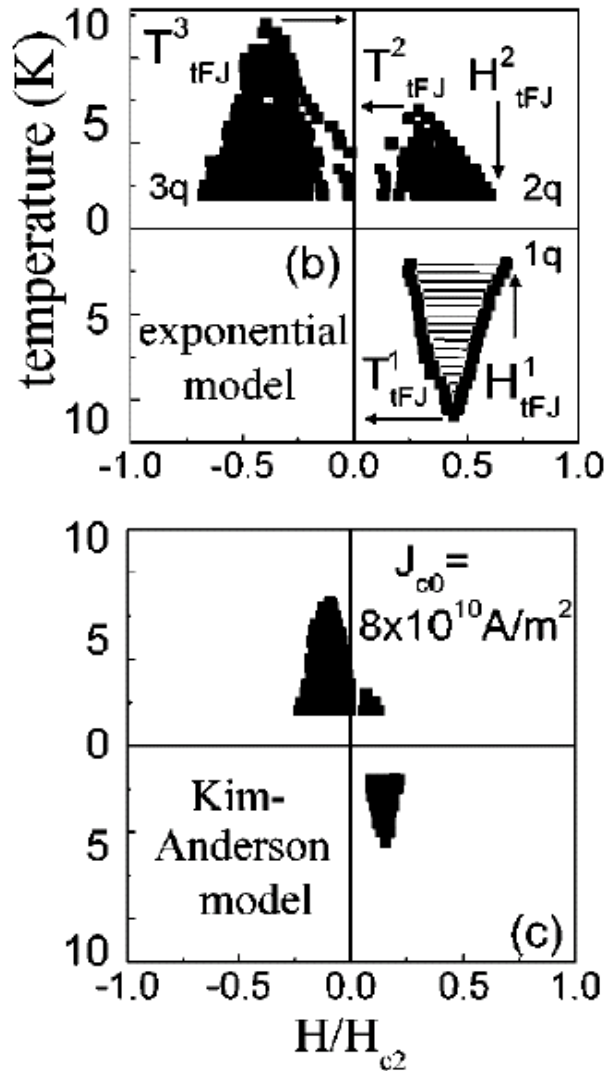


Рис. 1.4. Области нестійкості критичного стану надпровідника з критичним струмом $J_{c0} = 8 \cdot 10^{10}$ А/м², розраховані в моделях експоненційної (b) та Кіма-Андерсона (c) [29].

Таким чином, жорсткі надпровідники другого роду можуть бути охарактеризовані деякою областю в координатах $B - T$, в якій критичний стан не є стійким. Така область може бути, визначена[50] як експериментально, так і

розрахована чисельно для різних модельних залежностей критичного струму [29], [51], [52] (рис. 1.4).

1.2 Стрибки потоку та поле повного проникнення

Критичний перепад індукції (1.4) дозволяє визначити критичний розмір надпровідника (товщину пластини) d_{cr} , менше якого критичний стан буде стійким. З огляду на просте співвідношення $\Delta B_{ff} \propto j_c \cdot \Delta x_{cr}$ і застосовуючи його для критичного перепаду індукції магнітного поля в зразку, отримаємо:

$$\Delta x_{cr} = d_{cr} / 2 \propto \Delta B_{ff} / j_c \quad (1.5)$$

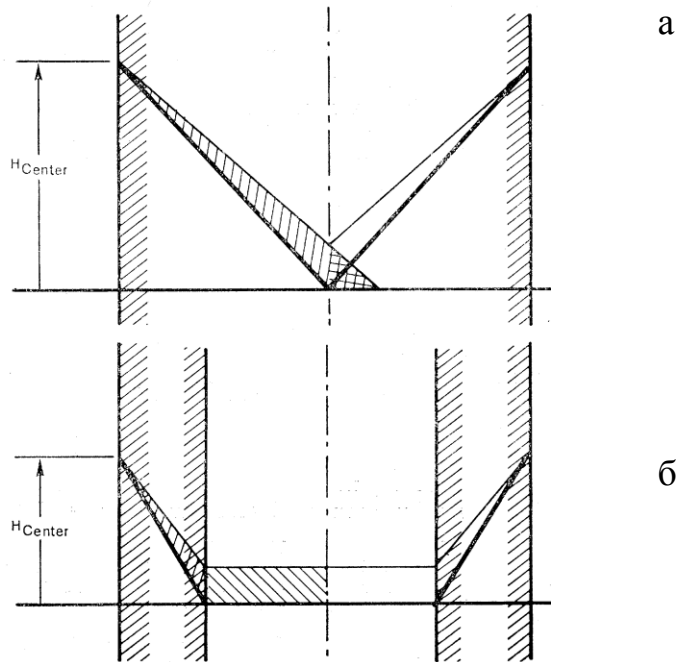


Рис. 1.6. Екрануючі шари для поля повного проникнення $H=H_p=H_{center}$ та вплив малого збурення зовнішнього поля або температури на критичний струм надпровідника для циліндра - (а) та екрану - (б) [31].

У моделі Біна легко отримати критичний розмір зразка, менше якого нестійкості критичного стану спостерігатися не будуть. Наприклад, для NbTi надпровідника з критичним струмом $j_c = 3 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ це відповідає товщині 0.008 см [53]. При збільшенні магнітного поля вище поля повного проникнення

в відсутності термомагнітних лавин ($B_p < B_{1fj}$) небезпека виникнення нестійкості критичного стану значно зменшується.

Теорія Wipf [31] передбачає стабільну поведінку критичного стану (відсутність термомагнітних нестійкостей) в надпровідниках у магнітних полях, що перевищують поле повного проникнення $\mu_0 H_{ext} > B_p$. Фізично це пов'язано з тим, що вже максимальний перепад індукції в надпровіднику досягнутий і, якщо він менше поля першого стрибка ΔB_{1j} (1.4), то нестійкості вже не буде (рис.1.6). Важливою умовою цієї стабільності є монотонне зменшення щільності критичного струму, як функції магнітного поля. У разі надпровідного екрана (рис.1.6(б)) при прозорості його стінок нестійкості критичного стану виявлятися також не повинні. У той же час експериментальні дослідження поведінки надпровідних екранів в магнітному полі, виконані *Radio Corporation of America* [54] півсторіччя тому, не відповідали таким модельним уявленням. Залежність індукції всередині надпровідного екрана від величини зовнішнього поля представлена в цій роботі, демонструє стрибки потоку, пов'язані з термомагнітними лавинами під час намагнічування в режимі екранування (зростання зовнішнього поля) і захоплення магнітного потоку (зменшення поля) в NbTi, $T = 6.2$ К. Більш того, виявлене тут для екранів одночасне існування прозорості стінок і термомагнітних лавин (рис. 1.7) відтворюється без будь-яких коментарів в авторитетних енциклопедичних книгах [24] і сучасних оглядах. Цей факт, що спостерігається для екранів зроблених з різних надпровідних матеріалів, знаходиться в протиріччі з загальноприйнятою моделлю нестійкості критичного стану.

Ми реалізували комплексний підхід в дослідженні проникнення поля в надпровідний екран. Він включає як квазістатичний розгляд магнітних властивостей, так і вивчення динаміки потоку при термомагнітних лавинах. При цьому використані різноманітні датчики з різною їх локалізацією на надпровідному об'єкті. Були проведені магнітооптичні дослідження структури індукції критичного стану, що дозволили охарактеризувати стан фронту потоку перед лавиною, в ряді надпровідників, що мають важливе практичне значення.

В результаті були встановлені нові особливості цього явища, що дозволяють просунути далі в розумінні представлених протиріч в явищі екранування магнітного поля, перетворення структури магнітної індукції в процесі лавинної динаміки магнітного потоку в жорстких надпровідниках.

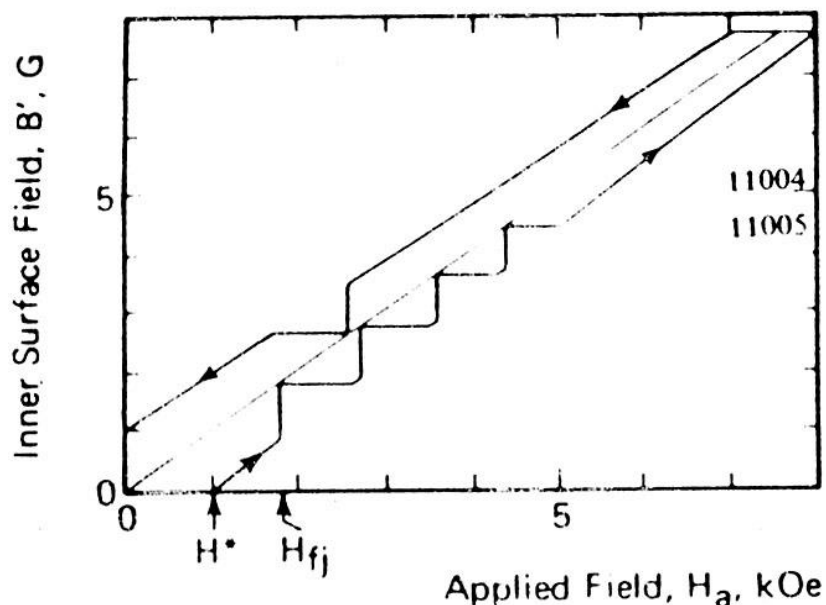


Рис. 1.7. Залежність індукції всередині надпровідного екрана від величини зовнішнього поля; NbTi, $T = 6.2$ К [53].

Оскільки досліджувані зразки, як і надпровідні деталі електрообладнання, є обмеженими об'єктами, слід зазначити вплив розмагнічуючого фактора на граничні умови.

1.4 Розмагнічуючий фактор

Для зразка з нескінченною протяжністю в одному напрямку в однорідному магнітному полі, прикладеному в цьому напрямку, магнітне поле поблизу його поверхні буде таким же, як і далеко від нього. Однак, для будь-якого обмеженого зразка, намагніченість зразка призводить до виникнення магнітного дипольного поля, яке накладається на зовнішнє поле і буде викликати зміну щільності потоку поблизу поверхні. Для діамагнітної сфери, наприклад, (рис. 1.8 (б) [55]), ефект розмагнічування викличе стиснення ліній потоку в екваторіальній площині. Для деяких геометрій розмагнічуючий

фактор N можна обчислити точно і вимірювання намагніченості можна пронормувати, відповідно [55], [56].

Для простого випадку намагніченість (магнітний дипольний момент на одиницю об'єму) M :

$$\vec{M} = \frac{\chi H_{ext}}{1 + N\chi},$$

де H_{ext} - зовнішнє магнітне поле.

У надпровідниках розмагнічуючий фактор чинить максимальний вплив поблизу поля H_{c1} .

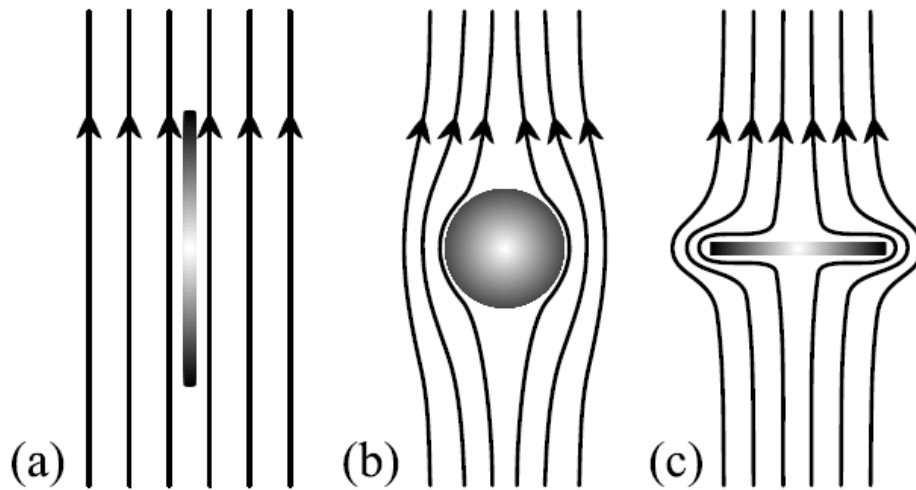


Рис. 1.8. Магнітні силові лінії поблизу поверхні: (а) зразок з дуже низьким розмагнічуючим фактором, (b) діамагнітна сфера (розмагнічуючий фактор $1/3$, $\chi = -1$), (c) тонка пластинка (розмагнічуючий фактор 1 , $\chi = -1$).

Ефективне поле поблизу поверхні надпровідника внаслідок впливу ефекту розмагнічування, як зазначалося вище, перевищує значення зовнішнього поля (рис. 1.8 (b), (c)). Це призводить до зниження значення зовнішнього поля, в якому виникає перша нестійкість критичного стану. У той же час ефективне поле поблизу поверхні відповідає полю першого стрибка, характерного для зразка з дуже низьким розмагнічуючим фактором (рис. 1.8 (a)).

Як показано в даній роботі, зміна ефективного поля поблизу бокової поверхні внаслідок ефекту розмагнічування, грає важливу роль, як в квазистатичних, так і в динамічних явищах, що спостерігаються в обмежених

надпровідниках. Таким чином, метою роботи було дослідження динаміки магнітного потоку при термомагнітних лавинах в обмежених надпровідниках, кардинальної перебудови структури індукції критичного стану в результаті цієї динаміки із застосуванням інтегральних та локальних методів вимірювань. Локальні методи були націлені на виявлення ролі фактора, що розмагнічує, в динамічному формуванні складної магнітної структури критичного стану жорстких НП. Для розуміння причин цих явищ ми додатково проаналізували літературні дані візуалізації динаміки потоку при лавинах, отримані магнітооптичним методом. В результаті були виявлені нові особливості в поведінці магнітного потоку під час і після лавини: встановлені і охарактеризовані два етапи у формуванні структури індукції в лавинній плямі, однорідне і неоднорідне його заповнення потоком, розглянуто механізм інверсії профілю індукції, перетворення паска критичного стану поблизу краю зразка, показана роль теплових ефектів при дисипативній динаміці потоку і розмагнічуючого фактора в цих перетвореннях.

Узагальнена інформація дозволила в рамках концепції Біна запропонувати модель перетворення картини індукції критичного стану і надпровідних струмів обмеженого надпровідника в результаті лавин потоку для двох режимів - екранування і захоплення потоку.

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ. ОТРИМАННЯ ЗРАЗКІВ

2.1. Магнітооптичний метод досліджень індукції магнітного поля на поверхні надпровідників

Одним із способів вивчення розподілу магнітного поля на поверхні надпровідного зразка є метод магнітооптичної (МО) візуалізації. МО метод є дуже потужним інструментом у вивченні надпровідників, а також матеріалів з магнітними властивостями. МО техніка заснована на фундаментальному принципі - здатності магнітоактивних кристалів обертати площину поляризації світла, що проходить через них в присутності магнітного поля (ефект Фарадея, рис. 2.1 (а)). Кут повороту площини поляризації θ_F визначається товщиною d кристала, значенням магнітного поля H і величиною константи V . Деталі процесу візуалізації індукції на поверхні зразка показані на рис. 2.1 (б). Платівка (або плівка) МО активної речовини (МО-indicator,) разом з відбиваючим дзеркалом розташовується на поверхні досліджуваного зразка, поміщеного в постійне магнітне поле. Кут обертання площини поляризації визначається величиною локального поля i в схрещених поляризаторах інтенсивність світла, що проходить, буде характеризувати величину індукції поля на поверхні зразка (див. верхню картинку на рис. 2.1 (б)). Таким способом вимірюється тільки компонента магнітного поля, перпендикулярна до поверхні надпровідного зразка. На рис. 2.1 (с) представлена схема установки, створеної на базі поляризаційного мікроскопа. Складові елементи установки: 1 – стабілізоване джерело світла; 2 – соленоїд і кріостат з гелієвої продувкою (LHe); 3 – МО-індикатор; 4 – зразок; поляризатор (P) і аналізатор (A).

В роботі використовувалися два взаємних положення поляризатора і аналізатора. Перше – відповідає чітко ортогональному їх взаємному розташуванню. У цьому випадку, як зазначалося вище, інтенсивність світла на зображенні відображає величину локального поля.

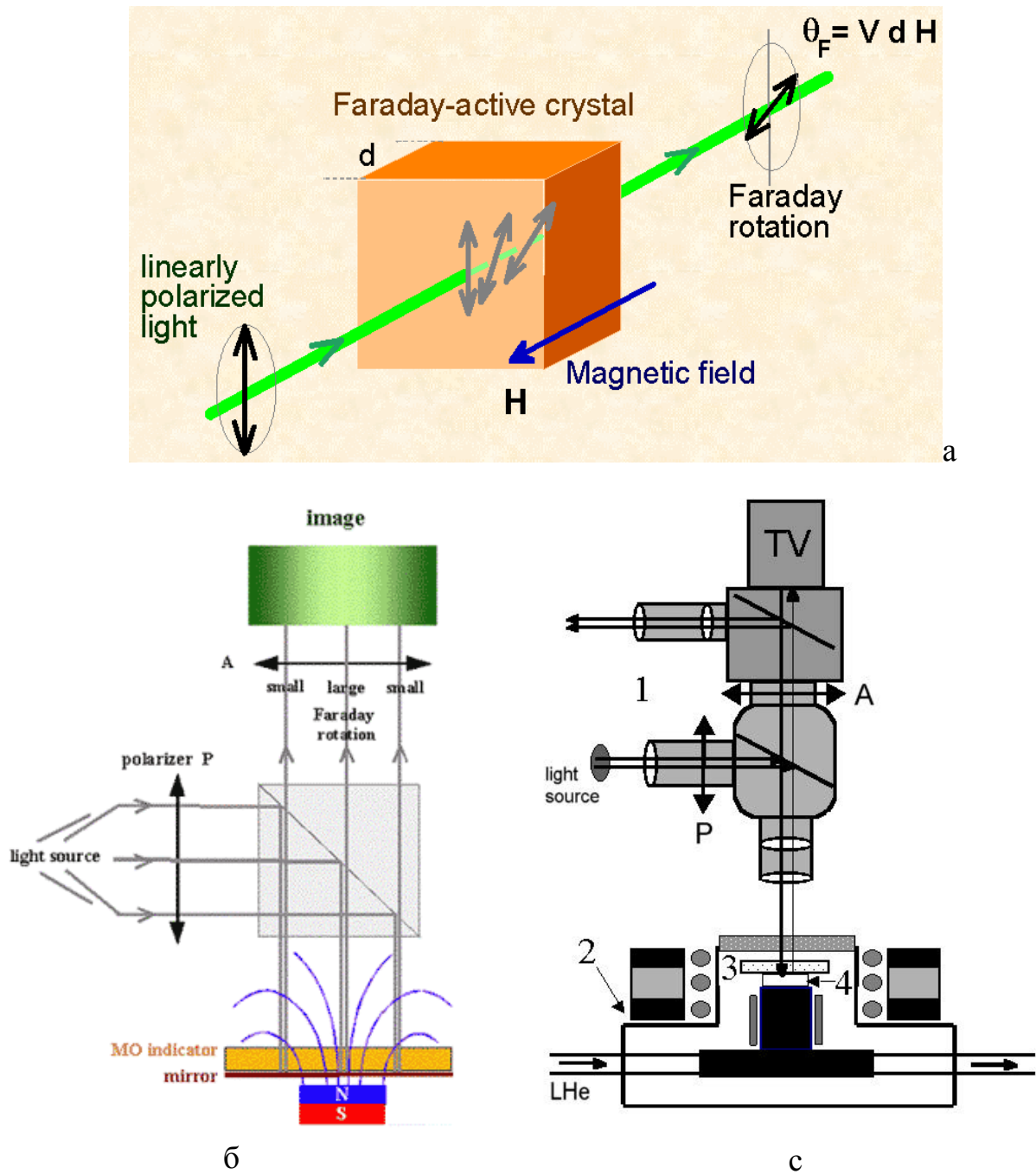


Рис. 2.1. (а) схема обертання площини поляризації в оптично активному кристалі в результаті ефекту Фарадея. Кут повороту площини поляризації θ_F визначається товщиною d кристала, значенням магнітного поля H і величиною константи V ; (б) деталі візуалізації індукції на поверхні зразка при ортогональних поляризаторах; (с) схема установки, на основі поляризаційного мікроскопа [57].

Другий випадок, коли між поляризатором (P) і аналізатором (A) є певний кут (рис. 2.2 (а)). У такій ситуації є можливість визначати ділянки з

протилежним напрямком поля на поверхні зразка (рис. 2.2. (а), (б)): чорні ділянки зображення поверхні відповідають одному напрямку поля, а білі - іншому.

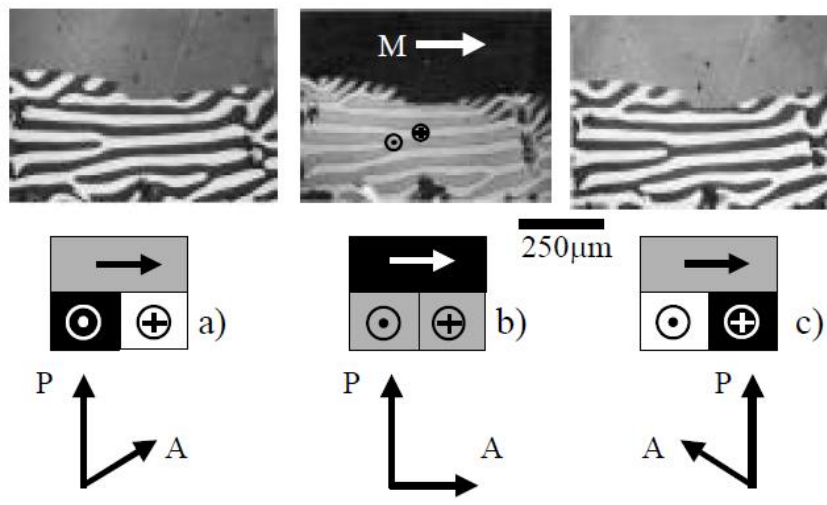
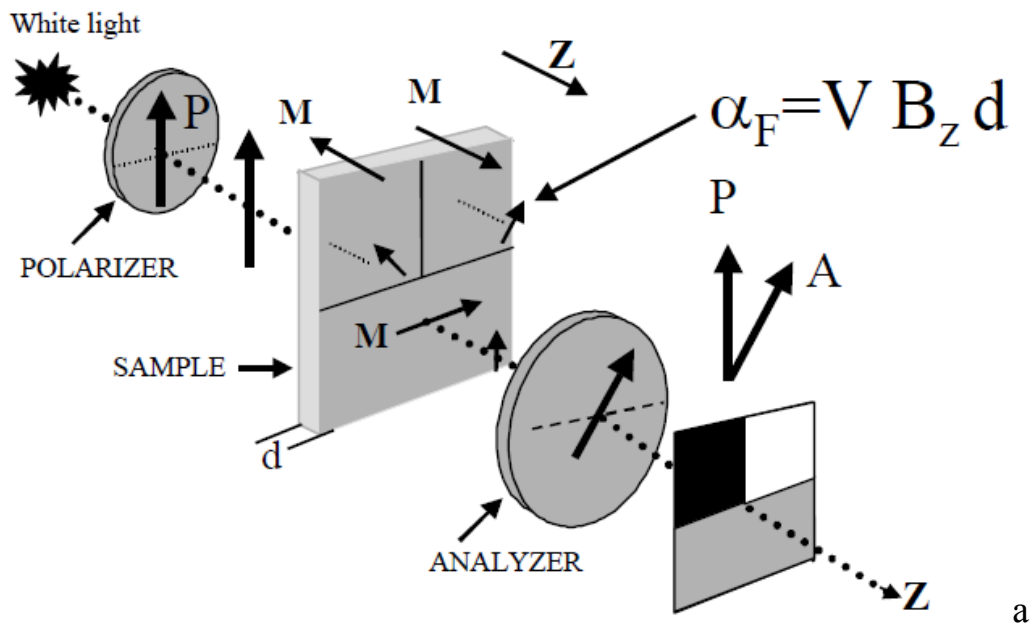


Рис. 2.2. а) діаграма ефекту Фарадея, коли поляризатори знаходяться під деяким кутом; б) приклад ефекту Фарадея з використанням залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ) для різних орієнтацій поляризатора (P) і аналізатора (A) [55].

Для зйомки швидко протікаючих процесів з метою вивчення динаміки магнітного потоку в жорстких надпровідниках II роду використовували високошвидкісну камеру (з частотою $\sim 10^4$ кадр/сек), що дозволяє реєструвати всі етапи лавинної динаміки [58], [59]. За допомогою цієї техніки авторам

вдалося оцінити швидкості фронту магнітного потоку і отримати картинки, що характеризують динаміку перерозподілу індукції на поверхні надпровідника в процесі лавин. Аналіз зображень з кінокамери разом з нашими даними, отриманими за допомогою індуктивних і холловських датчиків, представлений у розділі 3.

2.2. Індуктивні та холловські датчики при вивченні локальної динаміки потоку

За допомогою датчика Холла, ми вивчали динаміку катастрофічних лавин магнітного потоку у надпровідній Nb пластині в процесі повільної розгортки зовнішнього магнітного поля. Датчик був поміщений в центрі зразка (рис. 2.3 (a)) і вимірював локальну індукцію на його поверхні $\mathbf{B}_{loc\ surf} = \mu_0 \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{M}$, де \mathbf{H}_{ext} – напруженість зовнішнього магнітного поля, \mathbf{M} – намагніченість, обумовлена замкнутими надпровідними струмами. Зовнішнє магнітне поле \mathbf{H}_{ext} вимірювалося другим датчиком Холла. В експериментах щодо екранування магнітного поля був використаний режим охолодження в нульовому магнітному полі (ZFC). Режим захоплення магнітного потоку здійснюється збільшенням зовнішнього магнітного поля вище другого критичного магнітного поля H_{c2} при температурі експерименту, з наступним його зменшенням. Дані, представлені в цьому дослідженні, отримані на полікристалічній Nb пластині, яка мала такі розміри: $11 \times 11 \times 2$ мм³. Зовнішнє магнітне поле було направлено перпендикулярно поверхні зразка.

За допомогою котушок індуктивності проведені дослідження зміни магнітного потоку під час розвитку термомагнітної лавини, як всередині обмеженого NbTi циліндра, так і у полі розсіювання. Геометрія експерименту і система індукційних датчиків показана на рис. 2.3 (b). Датчик Холла реєстрував зміну поля розсіювання поблизу поверхні обмеженого циліндра при його перемагнічуванні з фіксацією стрибків магнітного потоку, пов'язаних з термомагнітними лавинами.

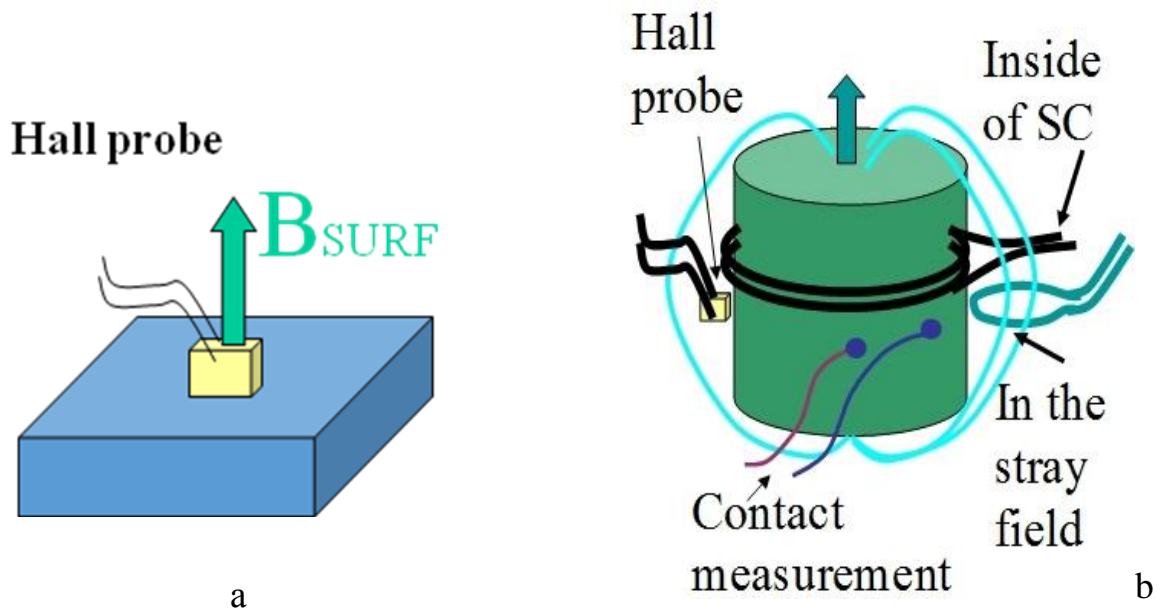


Рис. 2.3. Геометрія експерименту: (а) на Nb пластині і (б) в обмеженому NbTi циліндрі; схема розташування датчиків Холла і котушок для вимірювання змін магнітного потоку всередині обмеженого циліндра, в полі розсіювання і при контактних вимірах на поверхні зразка.

Багатоканальна реєстрація сигналів напруги з датчиків дозволяла поряд з сигналами індукційних датчиків одночасно контролювати динаміку струмів на поверхні надпровідника контактним методом (рис. 2.3 (b)). Такі контактні вимірювання в надпровіднику при термомагнітних лавинах становлять особливий інтерес в зіставленні цих результатів з даними індуктивних та холловських датчиків. Індукційний датчик представляв собою зовнішню котушку, що містить 6-10 витків мідного дроту, намотаного на циліндричний зразок (діаметр 14 мм, висота 20 мм). Він підключався до плати збору даних (DAQ) на комп'ютері. Якщо деякий магнітний потік $\Phi(t)$ входить в котушку, в ній індукується імпульс напруги $U(t)$. Було зареєстровано залежність від часу напруги на котушці $U(t) \sim d\Phi/dt$ в процесі стрибків потоку з часовою роздільною здатністю 10^{-7} с. Площа під кривою $U(t)$ може бути безпосередньо перерахована у величину магнітного потоку. Розглянемо іншу конфігурацію - надпровідний екран кінцевої довжини, що знаходиться в зовнішньому магнітному полі на рис. 2.4.

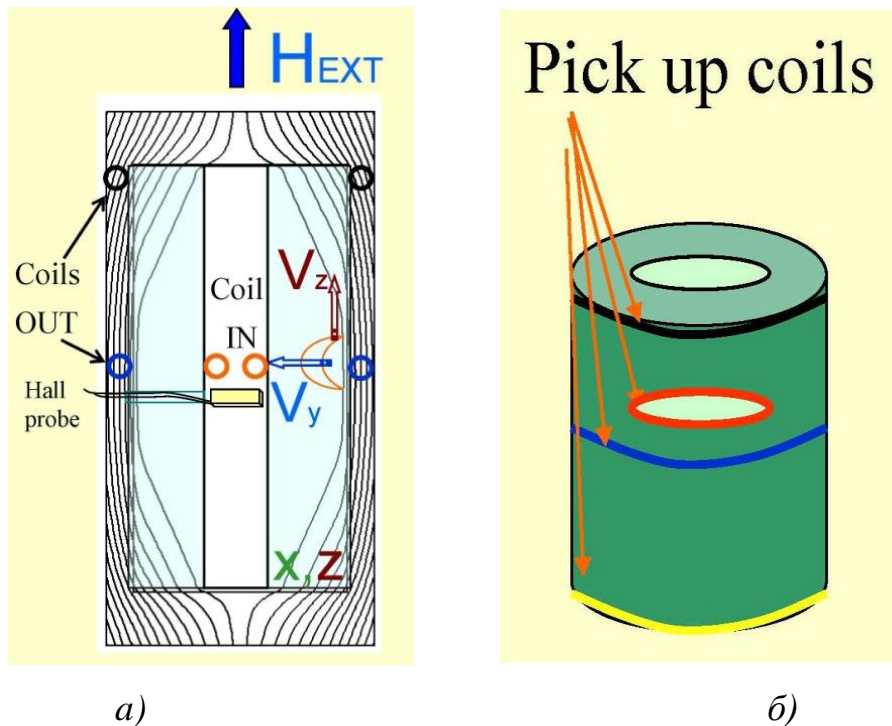


Рис. 2.4. Схематичний вид розміщення датчиків у надпровідному екрані: а) у зовнішньому магнітному полі; v_y , v_z - компоненти швидкості фронту потоку поперек і вздовж напрямку магнітного поля при лавині; для вимірювання динаміки фронту вздовж y -напрямку (зовнішня котушка (*OUT*) і внутрішня - (*IN*)) і вздовж z -напрямку (котушки у середньому і верхньому перетинах); б) в об'ємному поданні.

У такій конфігурації розподілу індукції місцем зародження термомагнітної лавини може служити деяка область середньої частини зразка, позначеної червоним півколом (рис. 2.4.a). Тут представлені напрямки компонент швидкості потоку v_y , v_z при лавині поперек і уздовж осі циліндра, відповідно (рис. 2.4 (a)). На рис. 2.4 (b) представлена об'ємна схема розташування чотирьох котушок. Таке трирівневе розташування зовнішніх котушок дозволяє точно встановити, в якій частині екрану – у верхній або нижній - зароджується лавина і як швидко вона поширюється в різних напрямках. Фіксуючи моменти проходження лавини через середню і одну з бічних (на малюнку «*coils OUT*») можна встановити час, за який фронт магнітного потоку проходить половину висоти циліндра, тобто визначити швидкість поширення фронту вздовж осі циліндра (координата z).

2.3 Надпровідні матеріали для досліджень. Підготовка зразків.

Монокристали MgB_2 . Більшість досліджень надпровідних властивостей цього матеріалу виконано на керамічних зразках, оскільки синтез такого матеріалу не представляє великих витрат. У той же час структурні і надпровідні властивості MgB_2 сильно анізотропні. Таким чином, дослідження його внутрішніх властивостей повинні бути виконані на монокристалах, а не на полікристалічних зразках з хаотично орієнтованими зернами. Це ж стосується і можливості спостереження утворення мейснеровських порожнин, які в гранулярних об'єктах не вдається спостерігати.

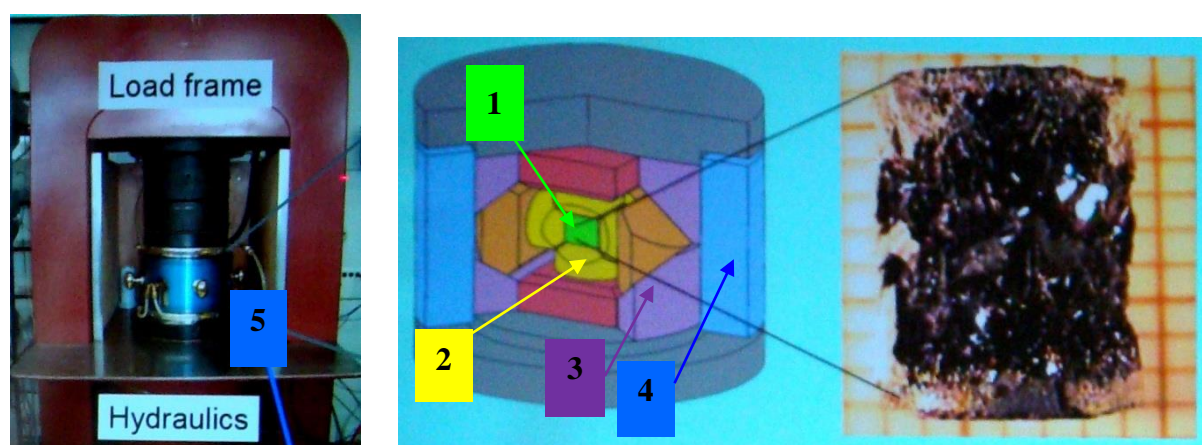


Рис. 2.5. Камера для вирощування кристалів: 1 - об'ємний зразок; 2 - поршень з карбиду вольфраму; 3 - передача тиску; 4 - кільцеве обтиснення; 5 - роз'єми для струму ($I_{max} \sim 450A$; $U_{max} \sim 3V$) і підведення охолоджуючої води; праворуч - розміри вирощеного кристала [60].

На жаль, традиційні методи вирощування кристалів не працюють для MgB_2 . Найуспішнішим способом вирощування монокристалів MgB_2 є зростання при високому тиску і високій температурі з прекурсора, що містить Mg, B, і BN. Кілька груп технологів використовували цей метод.

Монокристали MgB_2 для досліджень були вирощені та люб'язно надані Janush Karpinski (Цюрих, Швейцарія). На рис. 2.5, представлена схема спеціальної камери, що дозволяє вирощування кристалів під тиском до 35 kb при температурі до 2200 °C [58], [60].

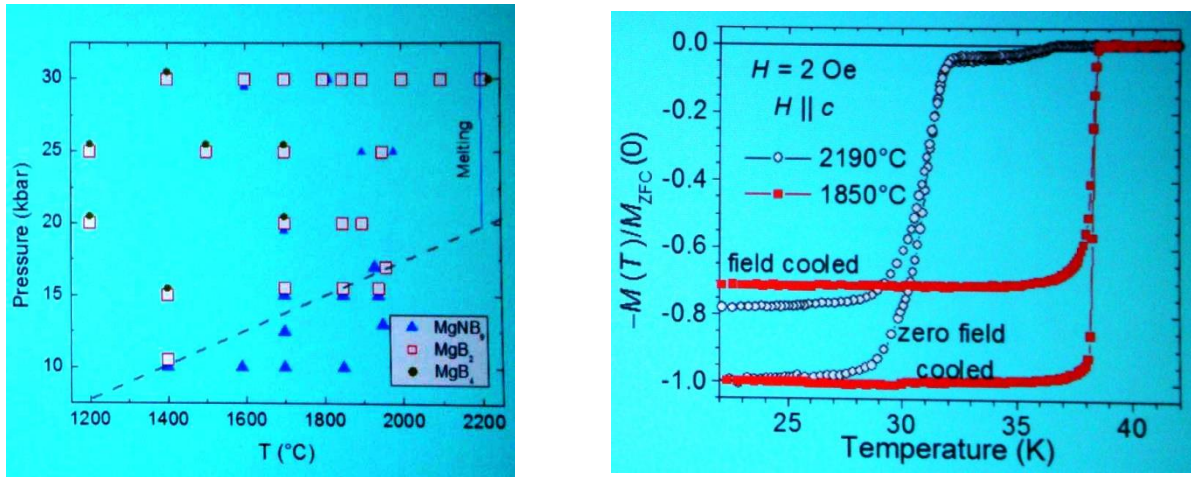


Рис. 2.6. Параметри, що характеризують зростання і властивості кристалів. Зліва - діаграма тиск (P) - температура (T), де показані параметри, при яких вирощувалися кристали. Праворуч - температурна залежність магнітних властивостей двох кристалів, вирощених при різних температурах і тиску.

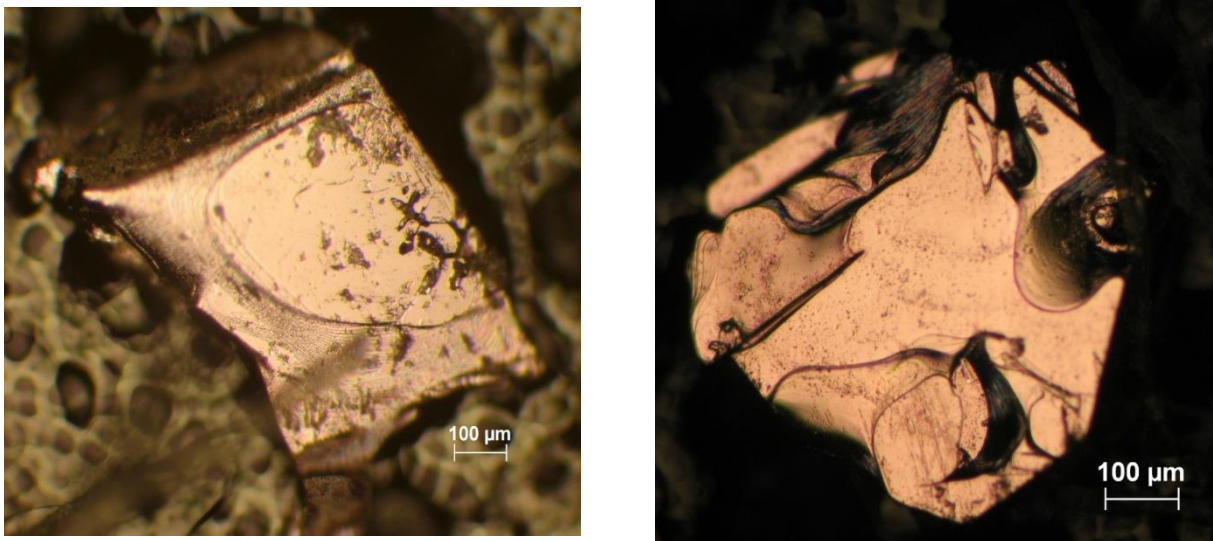


Рис. 2.7. Монокристали MgB₂, на яких проводились дослідження (див. Розділ 4) зліва - S1; праворуч - S2.

Параметри, що характеризують зростання і властивості кристалів, зображені на рис. 2.6 [60]. Зліва на діаграмі «Тиск (P) – Температура (T)» показані параметри, при яких вирощувалися кристали. Праворуч - температурна залежність магнітних властивостей двох кристалів, вирощених при різних температурах і тиску, які мають критичні температури $T_c = 31 \text{ K}$ і

$T_c = 38$ К. На рис. 2.7 зображені оптичні фотографії кристалів, на яких виконані дослідження, що представлені у Розділі 4.

Монокристал V_3Si . Монокристал V_3Si вирощений (Б. Н. Кодесс, ВНИИМС, РФ) зонною плавкою з індукційним нагріванням в атмосфері спектрально чистого аргону (тиск 1-2 атм). Для цього використовували чистий (99,9%) ванадій і кремній. Втрата компонентів під час плавлення становила менше 0,2%. Перше зонне плавлення проводилося в вакуумі при тиску $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. зі швидкістю 5 мм/хв, потім напускають аргон і кристал вирощувався від затравки зі швидкістю 0,2 мм/хв. Отриманий зразок піддавався гомогенізуючому відпалу в атмосфері аргону при 1600°C протягом 30 годин, після чого електрополіровкою в 10%-му розчині NaOH з кристала знімався поверхневий шар товщиною 1 мм.

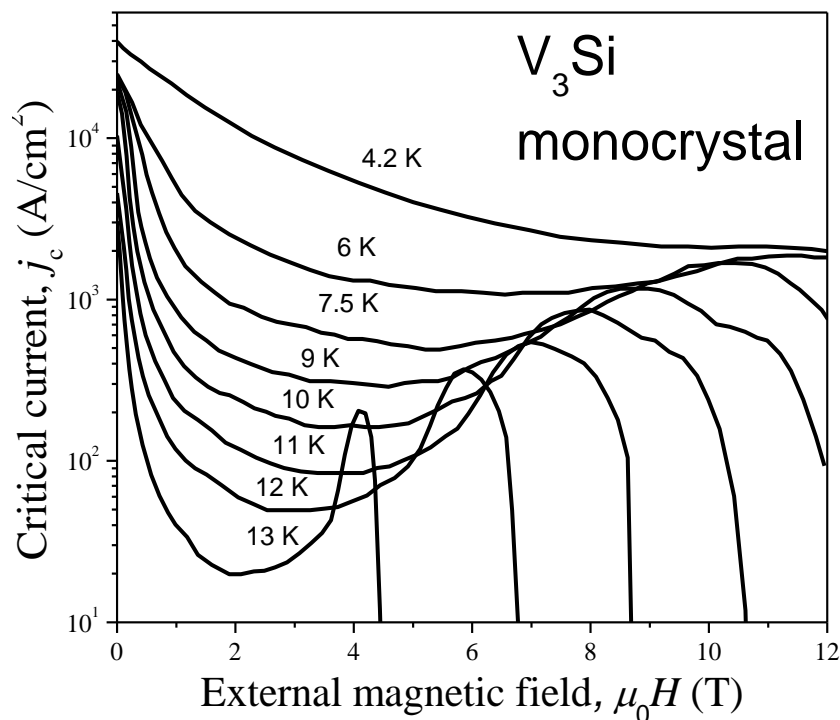


Рис.2.8.Залежність критичного струму від поля в логарифмічному масштабі для різних температур; V_3Si , диск [61].

Хімічний і рентгенівський аналізи показали, що кристал є однорідним і має стехіометричний склад. Період кристалічної решітки склав $(4,726 \pm 0,001)$ Å. Температура переходу в надпровідний стан, виміряна індукційним методом,

дорівнювала $16,8^\circ \text{ K}$, а ширина переходу становила $0,27^\circ \text{ K}$. Крім того, висока якість монокристаллу підтверджується відношенням опорів $R(300^\circ \text{ K}) / R(20^\circ \text{ K})$, рівним 12. У наших експериментах ми використовували великий диск діаметром 8,4 мм і товщиною 0,85 мм з *кристаллографічної орієнтацією [111]*, перпендикулярній його поверхні. Диск електроерозійним способом був вирізаний зі зливка і піддавався електрополіровці. Поведінка критичного струму $V_3\text{Si}$ диска від магнітного поля для різних температур показана на рис. 2.8. Ці дані розраховані за результатами вимірювань локального поля на поверхні в центрі диска [61], [62]. Вивчення тонкої структури термомагнітних лавин в цьому кристалі представлено у Розділі 5.

Ніобій. Дослідження лавин виконано в холоднокатаній пластині Nb, де піннінг був досить сильним, щоб спостерігати ряд нестійкостей критичного стану при перемагнічуванні. Магнітооптичні зображення розподілу магнітної індукції, що виникли після термомагнітних лавин, були обрані для аналізу з публікацій інших авторів. Ці дослідження були проведені на ніобієвих і ніобій-цирконієвих дисках з різною величиною піннінга. Збільшення критичного струму в цьому випадку досягалося як шляхом механічної обробки (холоднокатаний ніобій), так і високим ступенем вуглецювання («*carburizing*») протягом 48 годин при температурі 1950° C . Деталі обробки різних зразків Nb можна знайти в роботі [63].

РОЗДІЛ 3

ПРОНИКНЕННЯ ПОЛЯ У НАДПРОВІДНИК Й ЛАВИННА ДИНАМІКА КРИТИЧНОГО СТАНУ (РЕЖИМ ЕКРАНУВАННЯ)

Даний розділ присвячений детальному аналізу розподілу магнітного поля на поверхні диска в процесі лавинного проникнення магнітного потоку в надпровідний зразок. Основною метою було провести аналіз процесів в області, зайнятій лавиною, встановлення фізичних причин трансформації діамагнітних областей в парамагнітні, а також проаналізувати у часі поведінку швидкості фронту термомагнітної лавини та індукції магнітного поля на цьому фронті.

3.1 Динаміка фронту магнітного потоку і перетворення критичного стану

Розглянемо процес зародження лавин та їх поширення у надпровідному ніобієвому диску.

На рис. 3.1 (а) показані оригінальні фотографії з роботи [58], отримані кінозйомкою з частотою 104 кадрів в секунду. Зразок охолоджувався до температури нижче критичної в режимі *ZFC*. Після виходу камери на стаціонарний швидкісний режим до зразка прикладалося магнітне поле, яке зростало зі швидкістю $\sim 0,2$ Т / с. Проведено аналіз розподілу (структури) індукції магнітного поля в зразку для кожного моменту часу t при зміні зовнішнього поля від 0,08 Тл (фото 1) до 0,132 Тл (фото 6).

На першій фотографії рис. 3.1 (а) представлено критичний стан диска в магнітному полі, білим пояском показана область, по якій течуть екрануючі струми у бічній поверхні диска. У лівому нижньому кутку чітко видно розширення паска, пов'язане із зародженням термомагнітної лавини. Внутрішня чорна область є *мейснеровський стан* надпровідника (діамагнітна область). У середині цієї області проглядається світла пляма - область *змішаного стану*, обумовлена проникненням вихорів Абрикосова. Фотографії 2-4 характеризують різні етапи еволюції двох лавин магнітного потоку, близьких за часом. На

знімках 5 і 6 видно, як зароджується і заповнює мейснеровський стан третя лавина магнітного потоку.

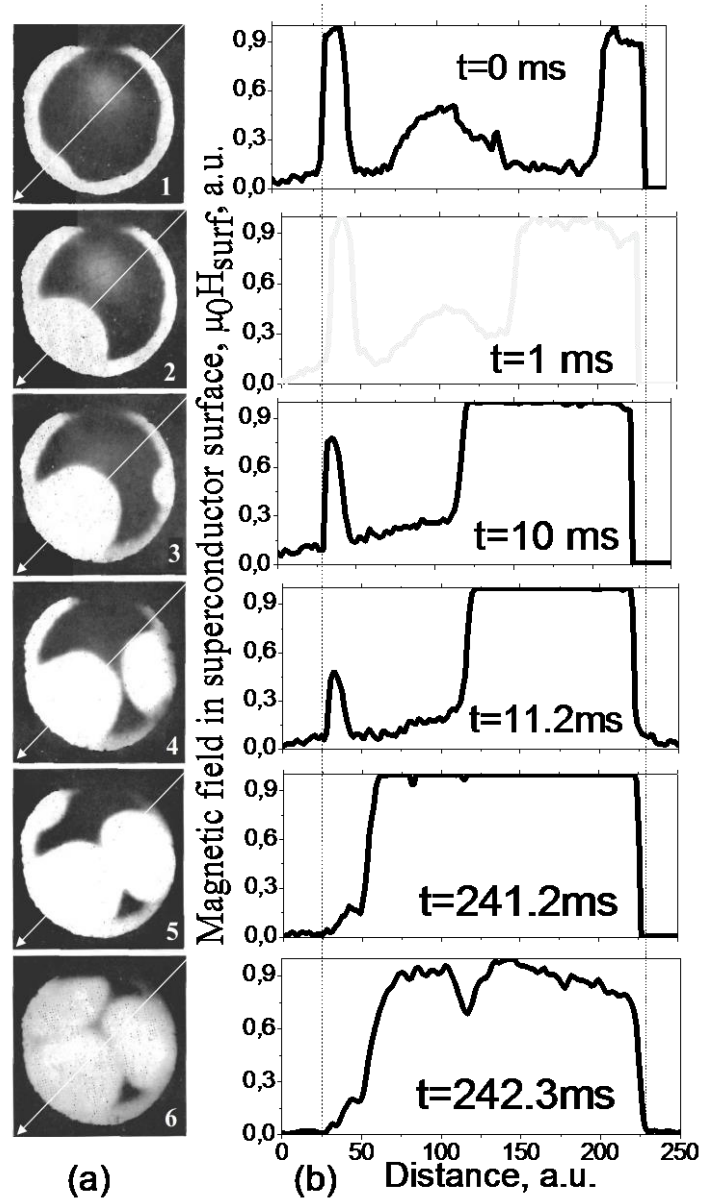


Рис. 3.1. а) Магнітооптичні зображення магнітної індукції у ніобієвому диску (діаметр диска 13 мм, товщина 1,87мм) при температурі $T = 1.86\text{K}$ [58]; (б) профілі магнітної індукції в напрямку, показаному стрілкою на лівій частині малюнка. t - часовий інтервал між знімками.

На рис. 3.1 (б) для кожної фотографії побудовано розподіл індукції магнітного поля в напрямках, зазначених стрілкою. Цікавим є аналіз перерозподілу індукції по всій поверхні диска в часі. Особливої уваги потребує розгляд подій, що відбуваються на фронті розповсюджується лавини і в області

критичного стану з протилежного боку від лавини. Дані отримані за результатами аналізу відтінків сірого кольору, оскільки яскравість області, зайнятої лавиною, пропорційна нормальній складовій вектора індукції магнітного поля в ній.

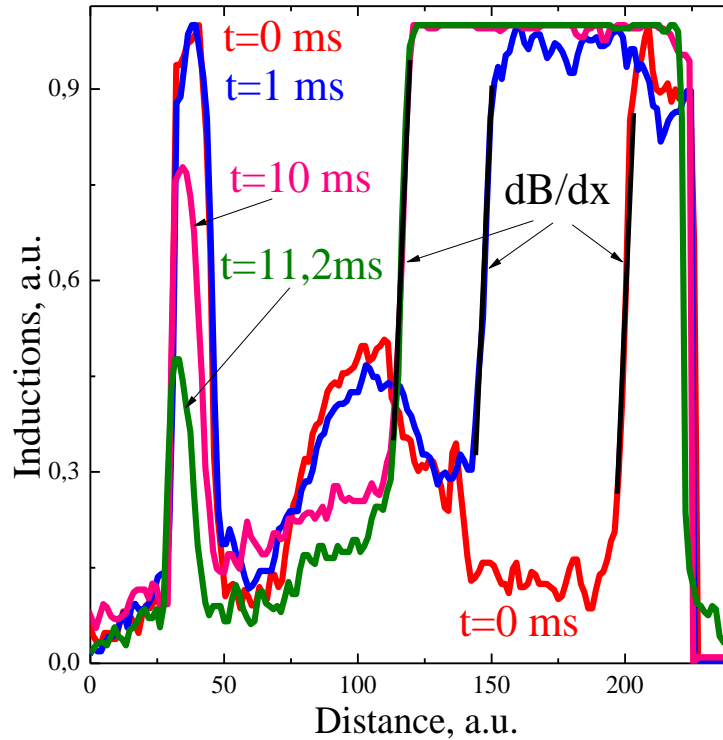


Рис. 3.2. Профілі індукції магнітного поля з рис. 3.1 (b) для різних моментів часу t . При поширенні лавини величина локального струму на фронті залишається постійною $J_{c\ dyn} = -dB/dx = \text{const}$.

На рис. 3.2 представлені дані про розподіл індукції магнітного поля в різні моменти часу. З них можна зробити два важливих висновки. Рухомий фронт має лінійно спадаючу залежність індукції від координати (глибини проникнення лавини). Такі припущення робилися раніше в теоретичній роботі [64]. Нахил цієї лінії (похідна індукції dB / dx) в процесі проникнення лавини з точністю 15% залишається постійним. Величина $J_{c\ dyn} = -dB / dx$ по суті характеризує критичний струм на фронті рухомої лавини. Це дає можливість стверджувати, що при поширенні лавини динамічний критичний струм $J_{c\ dyn}$ на її фронті не змінюється. Відносно велика похибка визначення градієнта індукції з рис. 3.1 (б) пов'язана з недостатньою чіткістю фотографій. З порівняння

нахилів ліній індукції на фронті лавини і на паску критичного стану (зліва на рис. 3.2) можна сказати, що *щільність критичного струму на фронті лавини трохи вище, ніж на паску критичного стану*. Ці факти важливі для постановки і проведення розрахунків, пов'язаних з динамікою магнітного потоку [64]. Разом з тим слід пам'ятати, що в експерименті реєструється, отже, і аналізується тільки нормальна до поверхні зразка компонента вектора індукції магнітного поля.

Значні зміни індукції в паску критичного стану диска, на протилежній від зародження лавини стороні є другим висновком, що випливає з даних на рис. 3.2. На початковому етапі проникнення (момент часу $t_1 = 1$ мс) лавина надає дуже слабкий вплив і на кільце критичного стану на поверхні диска, і на «гірку» вихорів в центрі диска. В наступний момент часу $t_2 = 10$ мс, у міру досягнення лавиною центру диска, значні зміни розподілу індукції спостерігаються як в області змішаного стану в центрі, так і в області паски критичного стану. Великі зміни в картині розподілу індукції відбуваються внаслідок другої лавини потоку ($t_2 = 11.2$ мс, фото 4 на рис. 3.1 (а)).

Зміни в картині розподілу індукції магнітного поля у диску в процесі лавинної динаміки магнітного потоку визначаються змінами екрануючого струму J_{scm} . У першу чергу вони включають генерацію нормальної (ненадпровідної) компоненти струму.

Внаслідок дисипативності процесу, важливу роль відіграють зміни температурного поля НП, що визначають зниження величин локальних струмів. В обмежених НП до цього додаються зміни величини ефективного поля на зовнішній межі диска $\Delta B_{eff\,dmg} = B_{eff\,dmg} - \mu_0 H_{ext}$, що пов'язані з ефектом розмагнічування.

Однією з перших робіт, в якій наголошено на важливості ролі фактора, що розмагнічує, в динаміці критичного стану надпровідного диска, була робота Goodman та ін. [58]. Оскільки важко точно врахувати ефект розмагнічування для зразка в формі диска, в роботі була зроблена спроба оцінити розмагнічуючий фактор n для ідеальної діамагнітної зони (чорний колір на

рис. 3.1 (а)) безпосередньо перед кожним стрибком потоку, грубо розглядаючи її як еліпсоїд.

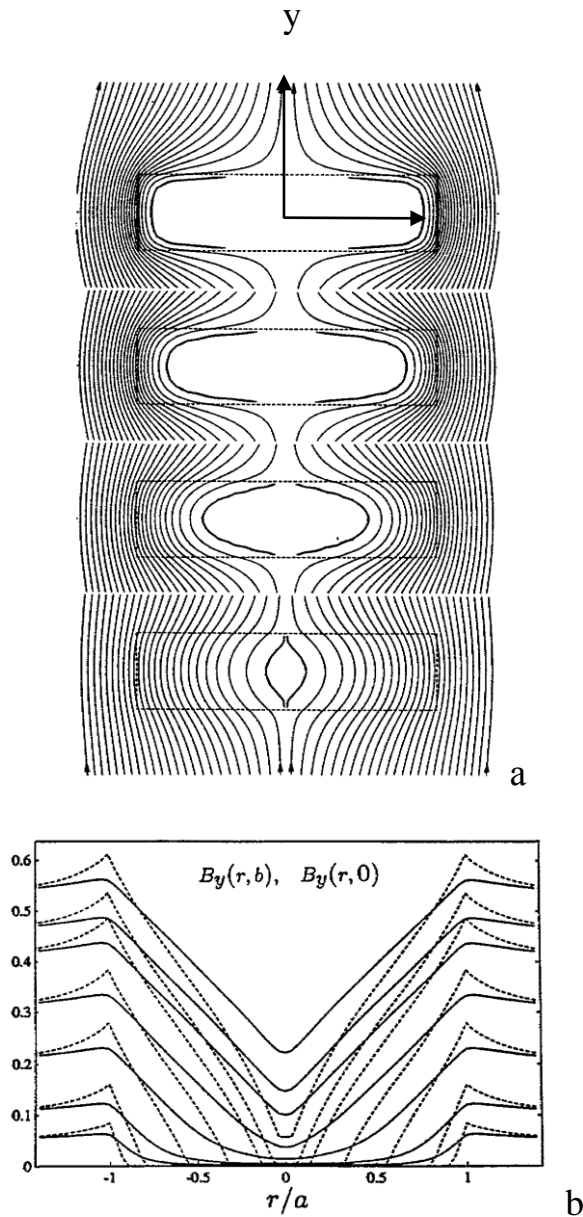


Рис. 3.3 а) магнітні силові лінії під час проникнення потоку у диску при різних співвідношеннях величин зовнішнього поля і поля повного проникнення, $H_{ext}/H_p = 0.1; 0.2; 0.4; 0.8$. б) профілі нормальної компоненти індукції $B_y(r, b)$ на поверхні циліндра (суцільні лінії) і у середньому перерізі $B_y(r, 0)$ (пунктир) у зростаючому полі. Показані результати для циліндра з відношенням напіввисоти до радіусу $b/a = 0.25$ [65].

Автори роботи [58] прийшли до висновку, що знайдене таким чином ефективне поле на екваторі діамагнітної зони, безпосередньо перед стрибком

потоків $H_{eff\,dmg} \sim H_{ext}/(1 - n)$, є приблизно одним і тим же в кожному з трьох випадків лавин (фото 1, 3, 5 на рис. 3.1 (а)), незважаючи на зміну величини зовнішнього поля H_{ext} в процесі кінозйомки.

Чисельне моделювання стрибків магнітного потоку у даний момент проведено лише у двовимірному випадку для лавин у вигляді дендритів [66]-[68]. В роботі [68] здійснена спроба врахування впливу розмагнічуючого фактора зразка на динаміку стрибка магнітного потоку.

Вплив величини ефекту розмагнічування $\Delta B_{eff\,dmg}$ для двовимірної геометрії продемонстровано при аналізі явища проникнення поля в обмежений циліндр [69]-[70]. З розрахунків [70] в квазістатичному розумінні для надпровідного диска зі співвідношенням $b/a = 0.25$, де b - висота диска, a - його радіус, розподіл силових ліній і положення фронту потоку в зростаючому зовнішньому полі зображено на рис. 3.3. Видно, що вже в досить слабких полях $H_{ext}/H_p \ll 1$, H_p - поле повного проникнення, фронт потоку сильно зігнутий вздовж осьової координати y та навіть в грубому наближенні не може розглядатися як прямолінійний, тобто що не залежить від координати y . На рис. 3.3 (а) також видно, що навіть поблизу поля повного проникнення ($H_{ext}/H_p = 0.8$) вихрові нитки в надпровідному диску все ще залишаються в достатній мірі викривленими. Крім того, присутні силові лінії, які лише частково розташовані у надпровіднику (рис. 3.3 (а)). Вони перетинають кути біля основи диска, але не перебувають у області, обмеженою утворюючими диска і площиною $y = 0$ ($y = 0$ відповідає половині висоти диска); іншими словами, частина силових ліній локалізована в вакуумі поблизу бокової поверхні зразка. Розподіл осьової компоненти магнітного поля на середині висоти диска (пунктирна лінія) та на його основі (суцільна лінія) в залежності від відстані до його осі для різних величин зовнішнього магнітного поля зображено на рис. 3.3 (б). Для наочності за даними роботи Brandt [65] побудована залежність величини $\Delta B_{eff\,dmg}$ від величини зовнішнього магнітного поля (рис. 3.4). Перевищення величини індукції на бічній поверхні зразка в порівнянні з зовнішнім полем досягає в слабкому полі значної величини

$\Delta B_{eff\,dmg} / (\mu_0 H_{ext}) \approx 60\%$ [71], а при полі, яке дорівнює полю повного проникнення, зменшується до 10%.

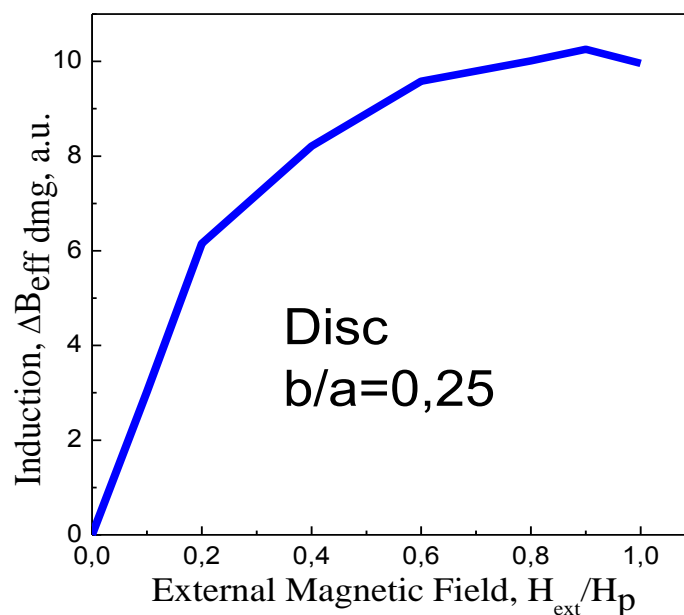


Рис. 3.4 Залежність величини $\Delta B_{eff\,dmg}$ від величини магнітного поля, побудована за результатами роботи Е.Н. Brandt [65].

Аналогічне перевищення поля на межі надпровідника у порівнянні із зовнішнім полем підтверджується експериментальними дослідженнями [71], [72]. Таке складне перетворення розподілу поля в квазістатичі як всередині, так і поза зразком, має відбиватися і на вигляді залежностей вимірюваних величин при термомагнітній лавині. Тим більше що фронт лавинного проникнення поля в диск або циліндр не є аксіально симетричним. Експериментально виявити роль поля розмагнічування в динаміці допомагають дослідження термомагнітних лавин, представлені у наступному розділі.

3.2. Результати досліджень динамічних процесів в обмеженому циліндрі

Проведено дослідження зміни магнітного потоку як всередині обмеженого циліндра (в центральному перерізі), так і в полі розсіювання при термомагнітній лавині (див. Геометрію експерименту і систему датчиків на рис. 2.3 (б)). Багатоканальна система реєстрації дозволяла поряд з сигналами індукційних датчиків одночасно контролювати динаміку наведених струмів на

поверхні надпровідника контактним способом, як це робилося, наприклад, в [73]. Такі контактні вимірювання в надпровіднику при термомагнітних лавинах становлять особливий інтерес в зіставленні цих результатів з іншими даними, наприклад, індуктивних або холловських датчиків.

На рис. 3.5 (а) показана петля гистерезиса $M_{stray\ field}(H_{ext})$, що реєструється датчиком Холла, розташованим біля бокової поверхні НП циліндра. Ця залежність нагадує типову криву, яка спостерігається для інтегрального магнітного моменту жорсткого надпровідника. Важливим фактом є те, що ефективне поле $B_{eff\ dng}$ поблизу бокової поверхні обмеженого циліндра: 1) стрибком зменшується при лавині; 2) на кривій, отриманій за допомогою датчика Холла, присутні сигнали від лавин, що відбуваються локально в різних місцях по боковій поверхні циліндра.

Електромагнітні процеси при лавині, що реєструються індукційними датчиками, які контролюють динаміку потоку всередині зразка $U_{on\ sample}(t)$, у полі розсіювання $U_{stray\ field}(t)$ та контактним способом на поверхні надпровідника $U_{contact}(t)$, показані на рис. 3.5 (b, c).

Дані, отримані при першій лавині в простій ситуації, коли в тонкому шарі на поверхні зразка протікав екрануючий струм, а вся внутрішня частина знаходилася у мейснеровському стані, показали, що сигнали з котушки, що охоплює циліндр, і з точкових контактів на поверхні ідеально співпадають (амплітуди нормовані). Сигнал, обумовлений зміною потоку в полі розсіювання поблизу бокової поверхні зразка, добре співпадає тільки до максимуму напруги. В області загасання процесу він принципово відрізняється зміною знака напруги і більшою тривалістю. Тобто на завершальній стадії процесу для сигналів з цієї котушки був виявлений невеликий за величиною ефект зростання поля розсіювання. Така поведінка поля розсіювання спостерігається як при температурі 2 К, так і при 4.2 К.

Велика тривалість процесів у полі розсіювання може бути пов'язана з перерозподілом магнітного потоку в зразку на кінцевій стадії лавини, коли через охолодження поверхні зразка в його поверхневому шарі вже виникає

критичний стан, що перешкоджає входженню вихорів в зразок, а в об'ємі вихорова матерія все ще залишається рухомою.

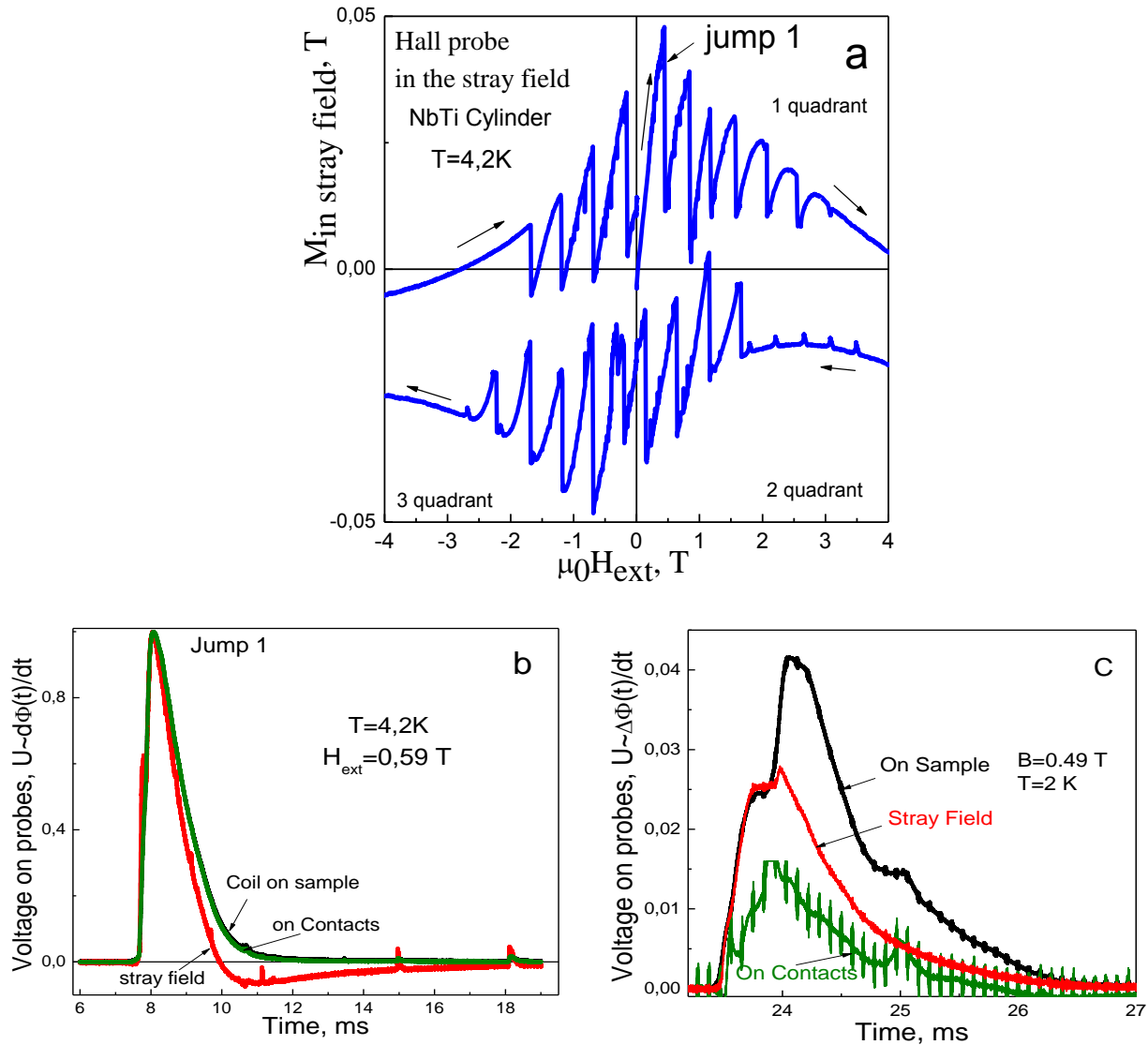


Рис. 3.5. а) петля гістерезису $M_{stray\ field}(H_{ext})$, записана за допомогою датчика Холла, розташованого поблизу зовнішньої поверхні обмеженого NbTi циліндра (рис. 2.3(b)), $T = 4.2$ K; напруга U на індукційних датчиках для реєстрації динаміки потоку всередині НП циліндра (котушка на зразку), у полі розсіювання та між точковими контактами; б) під час першої лавини потоку ($T = 4.2$ K, $H_{ext} = 0.59$ T) та с) третьої лавини: $T = 2$ K, $H_{ext} = 0.49$ T; NbTi диск, діаметр 14 mm, товщина 4 mm.

Що стосується лавин, які відбуваються в більш сильних полях, то сигнали з індукційних датчиків та контактні вимірювання ($U_{on\ sample}(t)$, $U_{stray\ field}(t)$, $U_{contact}(t)$) демонструють подібну поведінку, відображаючи певну частину

особливостей досліджуваного явища (рис. 3.5 (b)). Разом з тим детальне порівняння структури цих трьох кривих виявляє і певні їх відмінності. Наприклад, положення максимумів напруги на всіх трьох кривих не збігаються (рис. 3.5 (c)). Більш того, напруга з контактів відображає тільки частину особливостей, отриманих індукційним методом на зразку.

Це свідчить про те, що напруги на датчиках виявляються в значній мірі залежними від їх просторового положення щодо рухомих ліній магнітної індукції. Крім того, процеси локальної магнітної динаміки, що відбуваються в глибині надпровідного стану, можуть бути слабо чутливі або взагалі нечутливі для зовнішніх датчиків, включаючи контактні вимірювання [73]. При цьому максимум швидкості процесу дифузії потоку в області точкових контактів і в об'ємі НП може досягатися в різні моменти часу. В результаті максимуми напруги в умовах складної конфігурації розподілу індукції, що виникла після кількох лавин потоку, цілком можуть не збігатися у часі (рис. 3.5 (c)).

Крім того, після завершення лавини в об'ємі зразка може відбуватися перерозподіл індукції магнітного поля, яке не реєструватиметься індукційним датчиком, оскільки величина інтегрального магнітного потоку всередині зразка при цьому не змінюється. Порівняння тривалості сигналів, що характеризують динаміку потоку всередині НП (з котушки, намотаної на зразок) і в полі розсіювання при температурі 2 К, представлено на рис. 3.6 (a) для всіх лавин при повному циклі перемагнічування (в трьох квадрантах). Видно, що середня тривалість стрибка потоку при $T = 2$ К в полі розсіювання в 1.2-1.3 рази більше, ніж тривалість сигналів усередині НП. Така відмінність у тривалості сигналів може бути пов'язано з процесом перерозподілу магнітної індукції всередині зразка на кінцевій стадії термомагнітного процесу без проникнення додаткового потоку всередину НП. Це може відбуватися, наприклад, у результаті зсуву потоку, що увійшов, ближче до краю зразка (або розосередження центру пучності) в результаті більш повільних теплових процесів. При температурі 4.2 К тривалості цих двох процесів стають близькими (рис. 3.6 (б)).

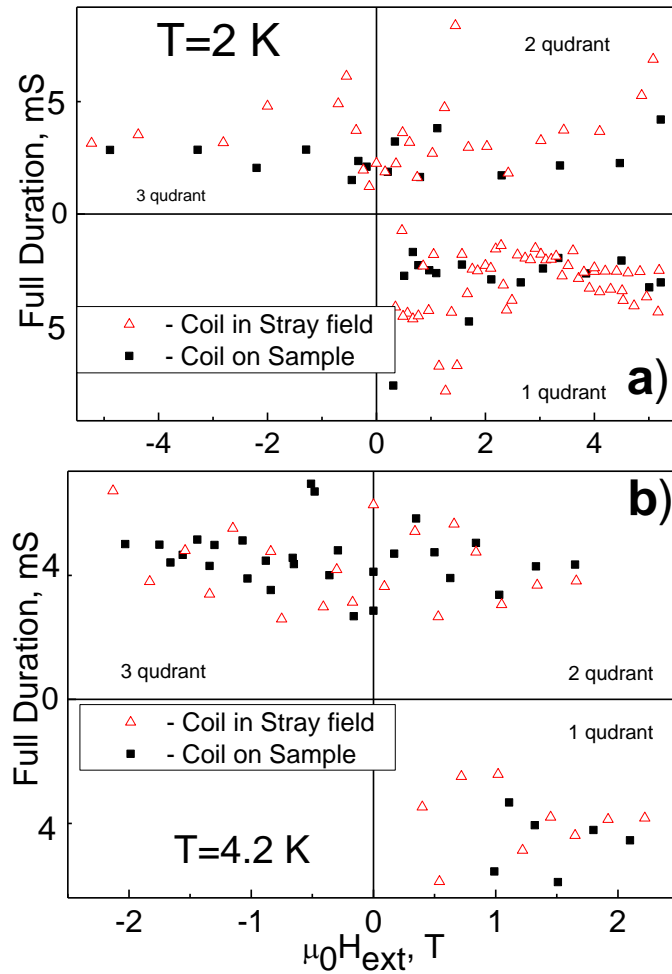


Рис. 3.6. Порівняння тривалості сигналів $U(t)$ від термомагнітних лавин в об'ємі НП та в полі розсіювання для: а) при 2 К й б) 4,2 К в режимі екранування (1 квадрант) та захоплення (2,3 квадрантів) магнітного потоку.

Залежність величини магнітного потоку $\Delta\Phi$, що увійшов під час лавини, отримана інтегруванням кривих $U(t)$, від магнітного поля для двох температур представлена на рис. 3.7 (а). Величина $\Delta\Phi$ потоку зменшується з ростом зовнішнього магнітного поля. Також видно, що при температурі 4.2 К величина потоку в лавині в середньому в 1.5 рази більше, ніж при температурі 2 К. Це означає, що площа плями лавини при температурі 4.2 К більше, ніж при температурі 2 К. Цей результат якісно узгоджується з даними безпосередніх магнітооптичних досліджень, проведених на надпровідних дисках Nb і NbZr [74], [75]. Тривалості стрибків магнітного потоку практично не відрізняються при температурах 2 К і 4.2 К (рис. 3.7 (б)).

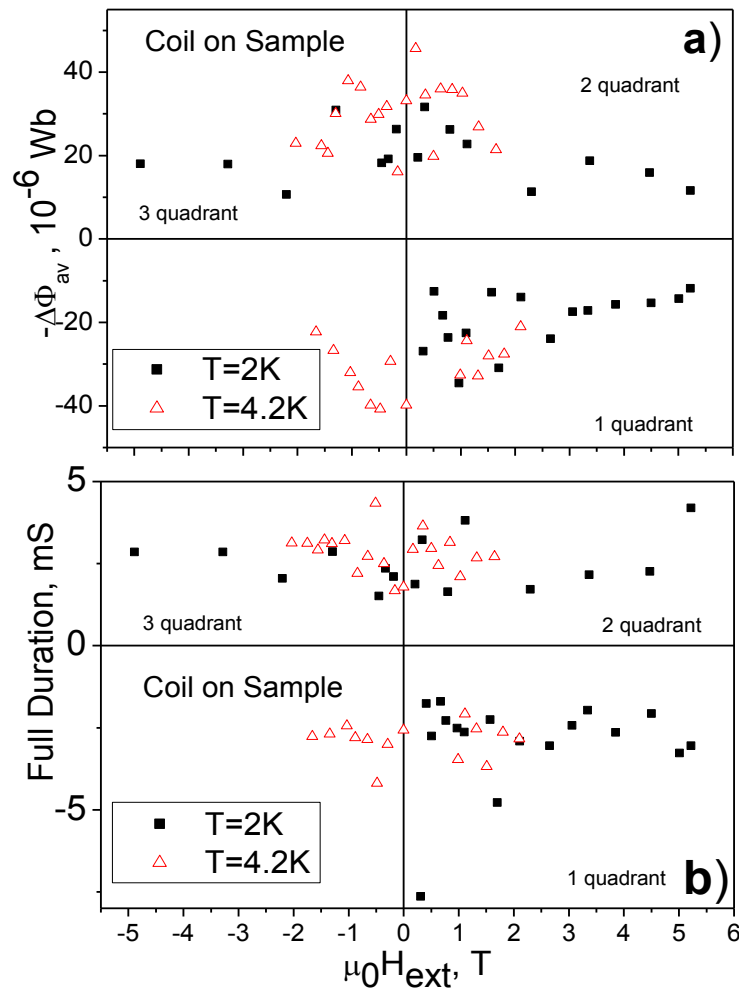


Рис. 3.7. а) Залежності величини при лавині магнітного потоку, що увійшов в зразок $\Delta\Phi_{av}$, отримані інтегруванням кривих напруги на котушці $U(t)$ та б) тривалості цих лавин від магнітного поля для двох температур.

При температурі 4.2 К середня тривалість стрибків складає ~ 2.5 мс. Разом з тим, при температурі 2 К в області великих полів $B \sim 5\text{--}6$ Т на межі нестійкості критичного стану надпровідника в диску виявлений ефект збільшення тривалості стрибка при зростанні величини зовнішнього магнітного поля. Ці «повільні» скачки характеризуються удвічі більшим часом розвитку термомагнітної лавини і малою амплітудою $U(t) \sim d\Phi/dt$, що призводить до слабкої зміни величини магнітного потоку в зразку в залежності від зовнішнього магнітного поля (рис. 3.7 (а)).

Оцінимо з експериментальних даних додаток до критичного струму, що виникає в процесі лавинної динаміки потоку. Напруженість електричного поля

E_{aval} , виміряна контактним способом на поверхні надпровідника в процесі лавинної динаміки, знаходиться в межах 1-10 В / м. Зміна екрануючих струмів ΔJ_{scrn} в надпровіднику при входженні магнітного потоку $\Delta\Phi_{av}$ пов'язана з порушенням індукційних струмів $\Delta J(\Delta\Phi_{av})$ в області лавинної плями. В умовах лавини екрануючий струм визначається виразом [76]:

$$J_{scrn} = J_c + \sigma_{av}(H,T) E_{av}(J,T) \quad (3.1)$$

Для оцінки додатку до критичного струму $\sigma_{av}(H,T)E_{av}(J,T)$ візьмемо значення провідності, яке відповідає режиму течії магнітного потоку для матеріалу. Реальний стрибок провідності σ_{av} може бути тільки більшим. Але вже в цьому випадку величина додатку до критичного струму знаходиться в межах $\sigma_{ff}E_{av} \sim 10^8 \div 10^9 \text{ A/m}^2$, тобто того ж порядку, що і характерна величина критичного струму для нашого матеріалу: $J_c (4:2 \text{ K}) \sim 10^9 \text{ A/m}^2$. Це теж важливий результат, оскільки в теорії, що описує термомагнітні процеси в НП, передбачається, що додаток до критичного струму багато менше самого струму, що дозволяло істотно спростити розрахунки. Більш того, наростання під час лавини дисипативної частини струму до величини порівнянної з критичним струмом, в вузькому паску критичного стану поблизу поверхні має привести до локального виділення тепла, ослаблення критичного струму і, відповідно, до округлення профілю індукції.

З цих досліджень можна зробити наступні висновки:

- *величина ефективного поля біля поверхні диска стрибком зменшується при лавині магнітного потоку; це прямо пов'язано з ефектом розмагнічування.*
- *імпульс струму (і тепла) в паску критичного стану поблизу бокової поверхні диска, що генерується лавиною і має величину порівняну із значенням критичного струму матеріалу, повинен привести до округлення профілю індукції і може стимулювати зародження нової термомагнітної лавини в іншому місці паска.*

Цей висновок може бути продемонстрований каскадами лавин, що спостерігаються в обмежених циліндрах, пластинах тощо.

3.3 Формування лавинної плями і аналіз внутрішніх процесів

В процесі термомагнітної лавинної динаміки потоку умовно можна виділити два етапи. Перший етап - це формування межі області проникнення магнітного поля, що закінчується заморожуванням фронту потоку (межа між мейснеровським і неоднорідним шубніковським станами). Заповнення цієї області магнітним потоком і формування розподілу індукції магнітного поля в області проникнення магнітного потоку (лавинному плямі) під дією теплових і магнітних потоків - другий етап лавини. Цей етап може характеризуватися *однорідним і неоднорідним розподілом* магнітного поля.

3.3.1. «Однорідне» заповнення області лавини магнітним потоком

Розглянемо фізичні причини, що впливають на формування розподілу індукції магнітного поля в лавинній плямі на поверхні диска і можливий механізм формування опуклого профілю індукції (парамагнітних областей) у разі «однорідного» заповнення області лавини магнітним потоком. На рис. 3.8 (а) показаний перший етап лавини у Nb-25at.%Zr диску в процесі розвитку термомагнітної лавини у роботі [75]. Тут видно послідовні в часі границі між мейснеровським і змішаним (неоднорідним) станами. Останній контур представляє «заморожений» фронт лавини - межа лавинної плями потоку. Схематично трансформація струмів в результаті лавинного процесу в зразку представлена на рис. 3.8 (b-d). У початковому надпровідному стані, рис. 3.8 (b), по периметру зразка, в тонкому поверхневому шарі тече екрануючий діамагнітний ток, величина якого дорівнює критичному струму J_{cst} . При термомагнітній нестійкості в зразок входить магнітний потік $\Delta\Phi_{av}$ і утворюється область змішаного стану, по межі якої, відповідно до закону електромагнітної індукції, також тече критичний струм, але напрямок цього струму протилежний екрануючому діамагнітному струму (рис. 3.8 (c)). Цей струм можна назвати *парамагнітним*. Як впливає з магнітооптичних фотографій (рис. 3.1 (a)) і розподілу індукції в перерізі магнітної плями (рис.

3.1 (b)) струм парамагнітного напрямку протікає по всій області проникнення магнітного потоку. Цей струм в основному зосереджений на області лінійного змінювання індукції поблизу межі області лавини. Тут його величина значно більше, ніж в центральній частині плями. Тому на схемі він зображений кільцем.

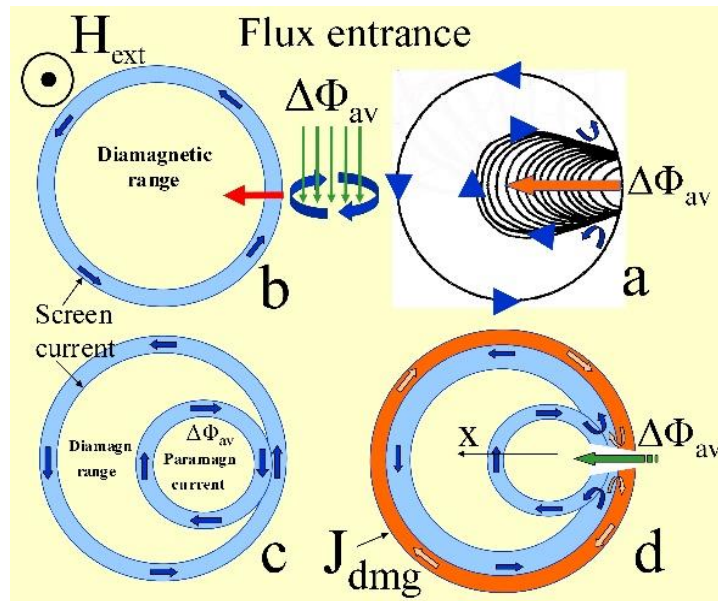


Рис.3.8. Схема струмових контурів в надпровідному диску: а) проникнення потоку в Nb-25-at.-%-Zr диск [75]; б) в критичному стані перед термомагнітною нестійкістю та с) після лавини магнітного потоку $\Delta\Phi_{av}$; д) результуюча картинка струмів при урахуванні зменшення розмагнічуючого фактора при входженні лавини; J_{dmg} - струм, викликаний стрибком ефективного поля біля бокової поверхні диска $\Delta B_{eff\,dmg}$.

В області входу лавини на межі зразка *діамагнітний і парамагнітний струми* компенсуються, утворюючи канал входження магнітного потоку (рис. 3.8 (с, d)). Вирівнюванню градієнтів індукції в цій області сприяє також локальний розігрів, пов'язаний з дисипативними струмами, що генеруються рухомим потоком. Через цю область з ослабленим піннінгом легко проникає додатковий магнітний потік, що заповнює лавинну пляму. Можливі перерозподіли напрямів струмів в такій моделі показані на рис. 3.8 (d). На цьому ж рисунку в темному зовнішньому кільці по межі зразка показаний

струм J_{dmg} , обумовлений стрибком ефективного поля $\Delta B_{eff\,dmg}$ біля бокової поверхні диска, внаслідок зменшення фактора розмагнічування в результаті входження лавини.

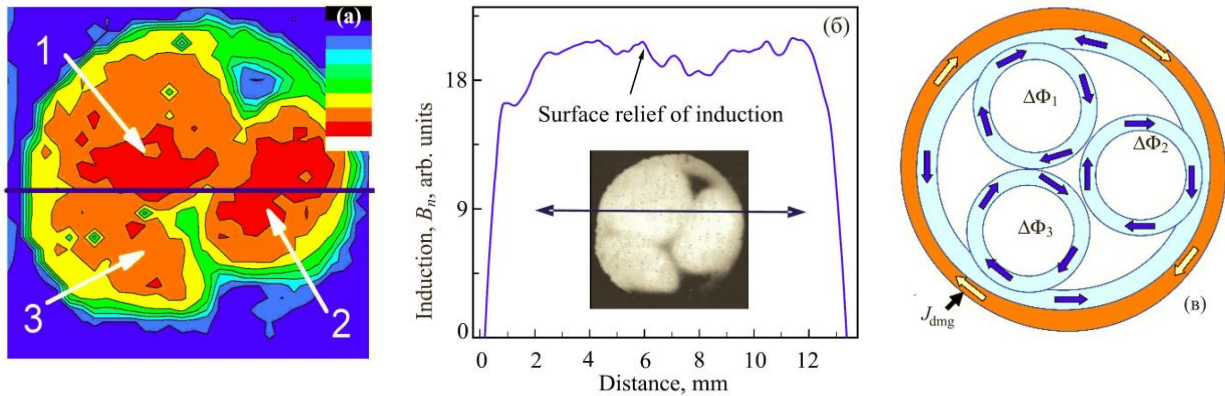


Рис. 3.9. а) Контурний графік розподілу індукції в ніобієвому диску після трьох лавин магнітного потоку $\Delta\Phi_1$, $\Delta\Phi_2$ и $\Delta\Phi_3$; б) профіль індукції у виділеному напрямку; в) схема струмових контурів в диску після лавин; J_{dmg} - струм, викликаний стрибком ефективного поля $\Delta B_{eff\,dmg}$ біля бокової поверхні диска.

Аналіз розподілу індукції і струмових контурів (рис. 3.9), дозволяє схематично уявити розподіл струмів в ніобієвому зразку, що виник після входження трьох послідовних лавин магнітного потоку (рис. 3.9 (а)).

Максимальний рівень індукції відповідає червоному кольору. В області мейснеровського стану кожна лавина сформувала парамагнітну область (профіль індукції інвертований по відношенню до профілю діамагнітного критичного стану), максимум якої знаходиться в районі центральної частини лавинної плями. Контурні малюнки лавин дозволяють побачити структуру вершин індукції. Ці лавини заповнили 80-90% від площі діамагнітного стану диска. Подібна інверсія поведінки профілю індукції спостерігалася в пластині NbTi надпровідника за допомогою лінійки датчиків Холла [61], [62].

Розглянемо детальніше термомагнітні процеси в лавинній плямі (рис. 3.10). Аналіз зміни індукції і температури проводиться уздовж осі x на рис. 3.10 (а). На рис. 3.10 (б) представлені послідовні положення фронту лавини

і можлива зміна профілю індукції лавинної плями в послідовні моменти часу t_1 , t_2 , t_3 , починаючи з початкового моменту зародження лавини t_{st} з відповідним йому значенням критичного струму J_{cst} .

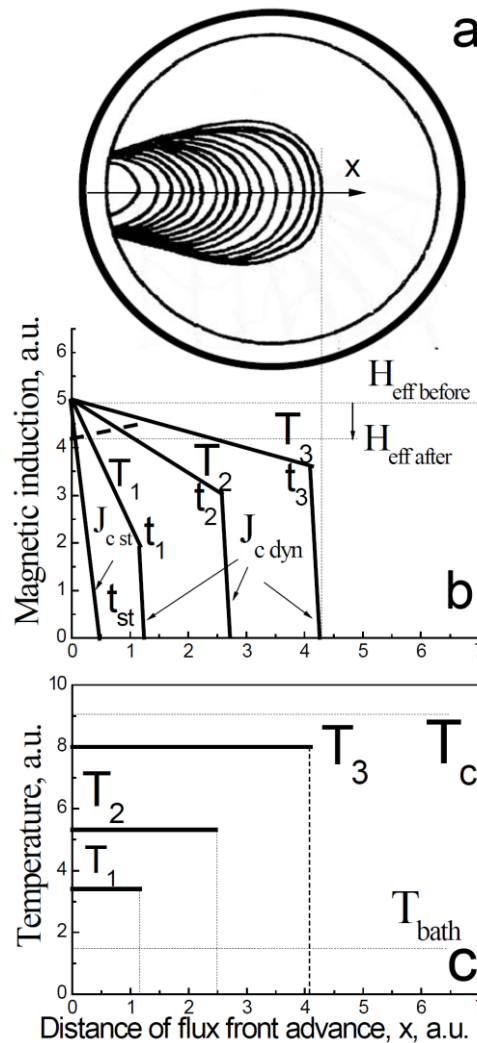


Рис. 3.10. а) схема зразка з пояском критичного стану та лавиною потоку; б) динаміка розподілу магнітного поля та с) температури T в області лавини для різних послідовних моментів часу t_1 , t_2 , t_3 ; t_{st} - момент перед лавиною; ефективне магнітне поле біля поверхні надпровідника перед $H_{eff,before}$ та $H_{eff,after}$ після лавини магнітного потоку. T_c і T_{bath} - температура критична і температура навколишнього середовища, відповідно; J_{cst} - критичний струм перед початком лавини.

На схемі величина критичного струму в динаміці J_{cdyn} дещо перевищує його початкове значення. Злам профілю індукції в районі фронту лавини пов'язаний з локальним збільшенням температури в області, яка зайнята

лавиною (рис.3.10 с), що призводить до зменшення в цій області величини критичного струму.

Інший механізм, що впливає на формування профілю індукції магнітного поля, як уже зазначалося раніше, пов'язаний зі зменшенням ефективного поля, пов'язаного з ефектом розмагнічування на краю диска через стрибок магнітного потоку $\Delta H_{j,eff,dmg}$. Внаслідок зменшення ефективного поля від значення перед лавиною $H_{eff,before}$ до значення після неї $H_{eff,after}$ ($H_{eff,before} - H_{eff,after} = \Delta H_{j,eff,dmg}$) поблизу поверхні виникає злам індукції, показаний пунктиром на рис.3.10 (b) для моменту часу t_3 .

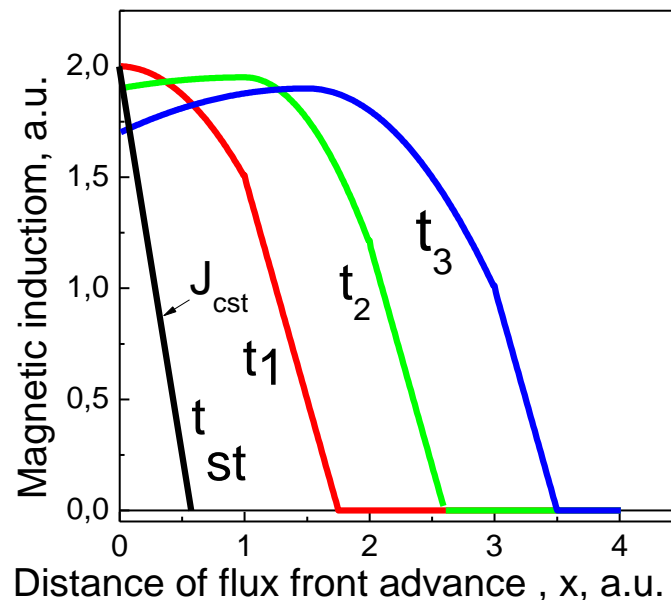


Рис. 3.11. Динамика распределения магнитного поля в последовательные моменты времени t_{st} , t_1 , t_2 , t_3 в соответствии с рис. 3.10 (b).

Результуюче згладжування профілю індукції критичного стану поблизу поверхні і його перетворення в процесі руху лавини схематично показані на рис. 3.11.

Враховуючи вищенаведені міркування, можна зрозуміти формування «куполоподібного» («dome-like») профілю індукції, що виникає в результаті термомагнітних лавин. При цьому максимум індукції буде перебувати приблизно в центральній частині області, зайнятої увійшовшим потоком (рис. 3.9 (a)).

3.3.2. Неоднорідне входження лавини потоку: зміна контурів струму і індукції у НП диску

На рис. 3.12 (а) показані картини індукції в різні моменти часу в Nb диску при $T = 1.8$ К [60]. Зовнішнє поле було направлено перпендикулярно поверхні диска.

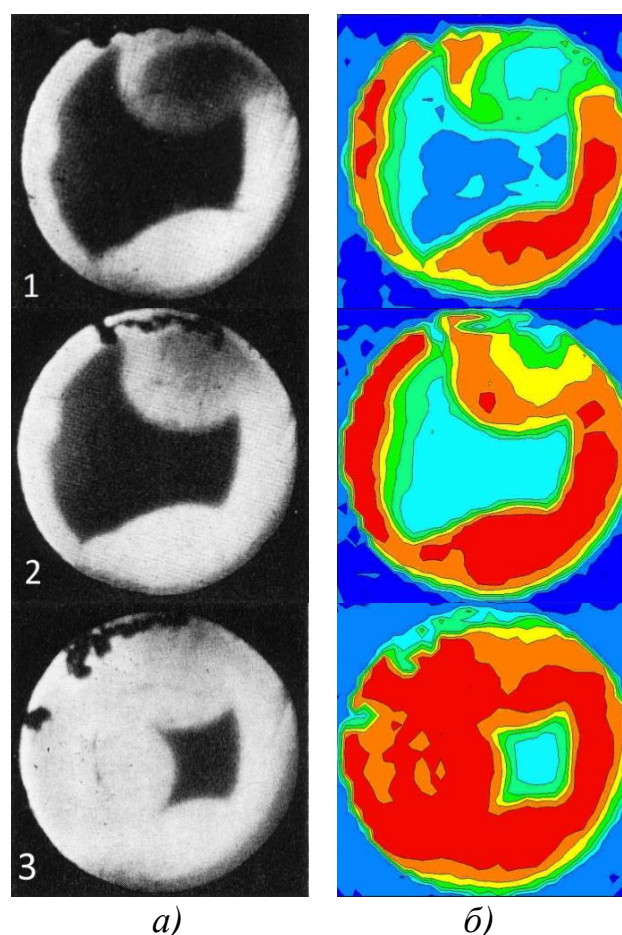


Рис. 3.12. а) магнітна індукція в Nb диску товщиною 0.89 мм і діаметром 13мм для різних моментів часу [63], б) контури профілю магнітної індукції: 1) через 1.5 ms після початку першої лавини ($\mu_0 H_{ext} = 0.213$ Т); 2) через 2.5ms після початку першої лавини; 3) через 2 ms після другої лавини ($\mu_0 H_{ext} = 0.281$ Т) ($T = 1.8$ К).

Щоб виявити зміни в розподілі індукції, побудовані контури рівної індукції в кожен момент часу (рис. 3.13 (б)). Контурний малюнок чітко виділяє вершини індукції і свідчить про те, що найвищі значення індукції магнітного

поля знаходяться не на паску критичного стану поблизу межі НП диска. Максимальному значенню індукції відповідає червоний колір.

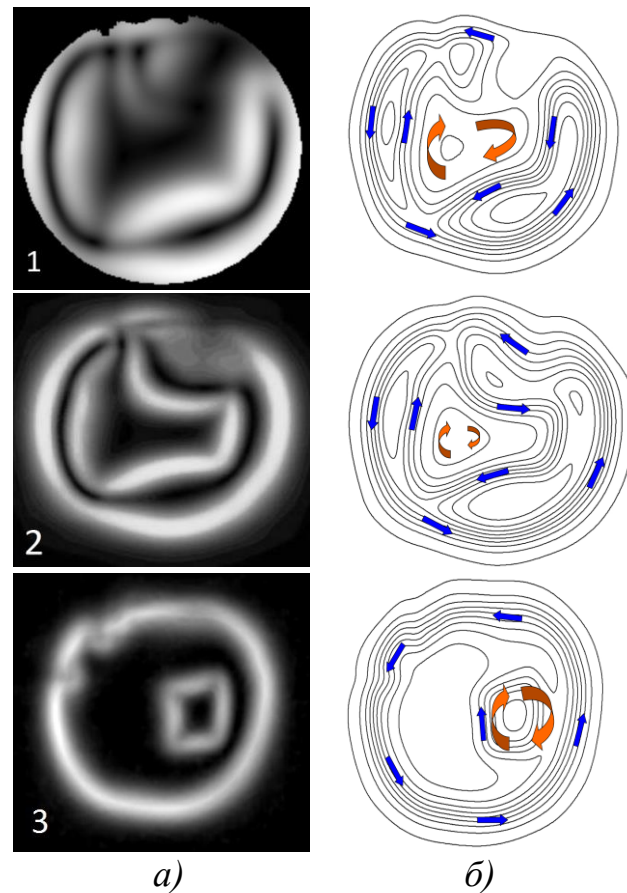


Рис. 3.13. а) карта щільності критичного струму у зразку для трьох послідовних моментів часу, як на рис. 3.12; б) лінії струму, побудовані з розподілів індукції на рис. 3.12 (а). Напівкруглі стрілки показують напрямок екрануючого діамagnetного струму і прямі стрілки - струм протилежного напрямку (парамагнітний), що генерується в процесі лавини потоку.

На основі інверсії закону Біо-Савара, записаного для вимірної компоненти індукції [77], були отримані картини просторового розподілу екрануючих струмів $j(x, y)$, виходячи зі структури індукції $B_z(x, y)$ на поверхні НП диска. Перерозподіл щільності екрануючих струмів в процесі входження лавини, а також лінії струму показані на рис. 3.13. На ньому присутні струмові контури, що мають різні напрямки. Один з них - екранує діамagnetний ток (напрямок вказано напівкруглими стрілками), що протікає по межі мейснеровської області. Інші струми з'явилися в процесі входження лавини

магнітного потоку. Вони мають протилежний парамагнітний напрямок (прямі стрілки). Найбільший інтерес представляє та область, де входила лавина - лавинна пляма. Виконані перетворення МО картин дозволили встановити, що після зупинки (заморожування) фронту потоку спостерігається неоднорідне входження потоку, при якому лавина проникає «струмковим» чином у НП диск. Детальному аналізу перетворення індукції в лавинній плямі присвячений наступний розділ.

3.3.3. Формування розподілу індукції магнітного поля в лавинній «плямі»

Проаналізуємо процеси, що відбуваються в лавинній «плямі» у разі, коли на другому етапі лавини, після зупинки (заморожування) фронту потоку, спостерігається *неоднорідне входження* магнітного потоку.

На рис. 3.14 зображені розподіли індукції (ліва колонка) і струмів (права колонка) на поверхні надпровідного ніобієвого диска для двох послідовних моментів часу t_1 (а) і t_2 (б) розвитку термомагнітної лавини. Як видно на рис. 3.14 (а), біля поверхні диска, в тому місці де є ослаблений піннінг, починає втікати магнітний потік, утворюючи вигнутий струмінь. Область зародження струменя позначена пунктирною лінією. Місце входження лавини розігривається внаслідок дисипативної динаміки, перетворюючись в русло, через яке втікає магнітний потік (показаний прямою стрілкою на рис. 3.14 (а)). В наступний момент часу (рис. 3.14 (б)) обмежений замороженим фронтом лавинної плями струмінь потоку поширюється. Струмові канали, відповідні розподілу індукції, чітко видно для цих двох моментів на рис. 3.14 (в, г).

Аналіз деталей розподілу індукції в лавинній плямі представлений на рис. 3.15 (а). Стрілками на рис. 3.14 вказані напрямки, уздовж яких побудовані зміни індукції. З порівняння перерізів 1 і 2 зародження струменя видно, що розвиток струменя йде клином, і щільність магнітного потоку максимальна поблизу межі плями з мейснеровським станом.

На рис. 3.14 (б) представлений наступний етап розвитку лавини. Стрілкою 3 показано напрямок аналізу розподілу індукції магнітного поля в

області проникнення лавини. Напрямок стрілки 3 в диску збігається з напрямком стрілки 2 на рис. 3.14 (а). Порівняння розподілів індукції в одному і тому ж місці диска для двох моментів часу (рис. 3.15 (б)) показує, що відбулося значне розширення русла магнітного потоку.

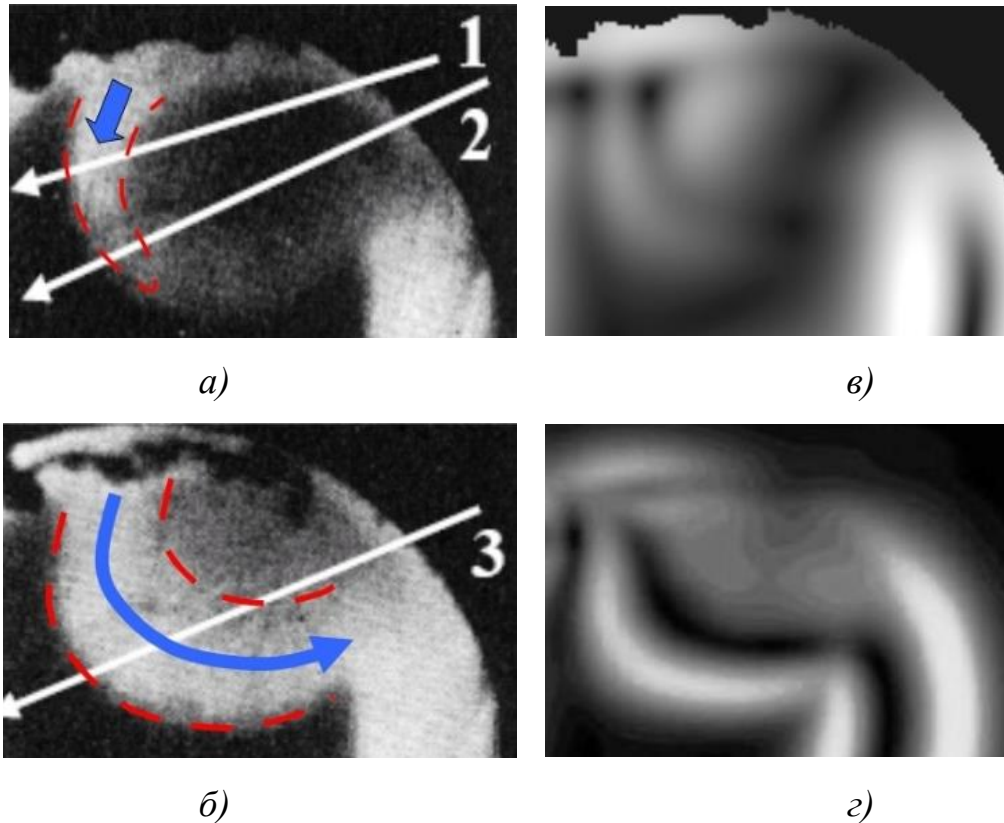


Рис. 3.14. Розподіл магнітної індукції (а, б) [63] та щільності струмів (в, г) в лавинній плямі ніобієвого диска для двох послідовних моментів часу. Деякі неоднорідності поблизу поверхні диска утворили русло для входу лавини магнітного потоку.

Крім того, чітко видно, що максимальна індукція зберігається поблизу межі області проникнення лавини, тобто на межі з мейснеровським станом. Причому максимальна величина індукції магнітного поля зростає. Така еволюція профілю є наслідком входження додаткового магнітного потоку. Неоднорідне заповнення, як буде показано нижче, призводить до характерної структури розподілу індукції у «пальцеподібній» лавині магнітного потоку. Слід підкреслити, що подібна картина динаміки магнітного потоку може бути обумовлена градієнтом температури в результаті неоднорідного піннінга

потіку. Неоднорідність піннінга може бути пов'язана як з технологічними процесами отримання матеріалів, так і з наступною механічною обробкою досліджуваних зразків.

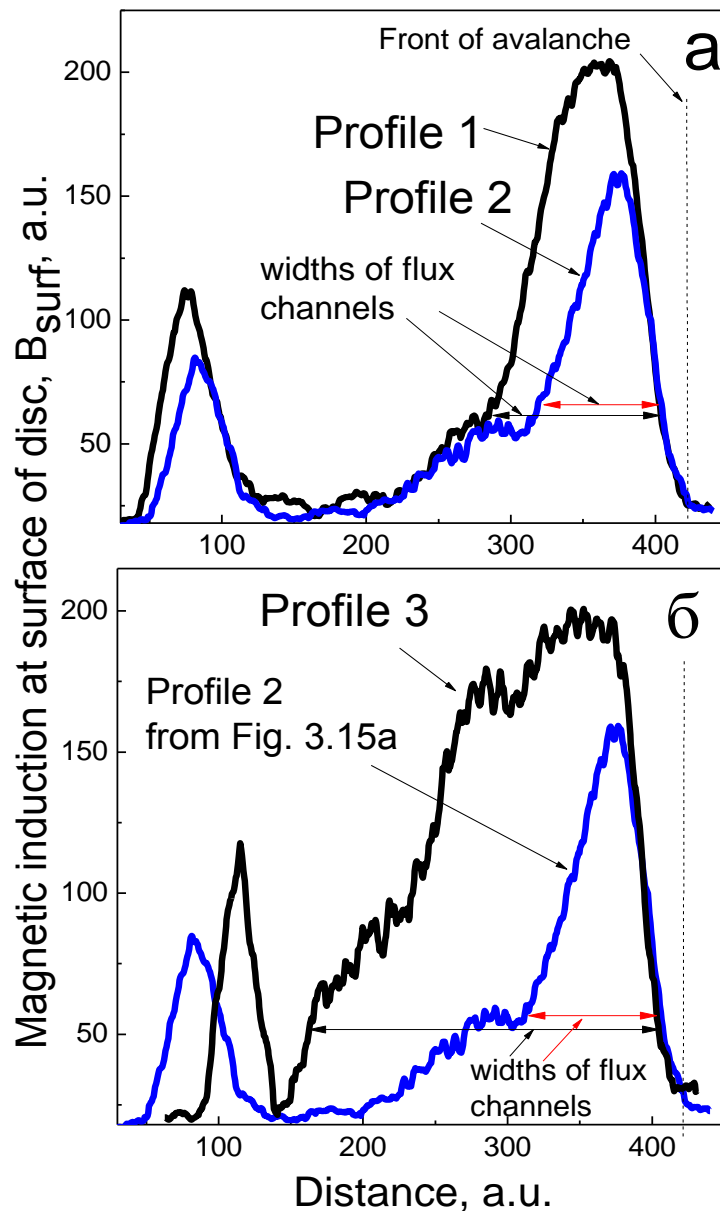


Рис. 3.15. Профілі магнітної індукції в напрямках (а) 1,2 і (б) 2,3, зазначених стрілками на магнітооптичних зображеннях рис. 3.14 (а, б).

3.3.4. Складні профілі індукції в «пальцеподібній» структурі лавин та їх формування

У зразках при 4,2 К на магнітооптичних зображеннях лавини займають значну частину диска (рис. 3.1 (а)). Форма лавинної плями близька до кола,

оскільки швидкості поширення лавини в двох ортогональних напрямках приблизно однакові. При зниженні температури до 1.8 К виникає ситуація, коли швидкість поширення потоку в напрямку, перпендикулярному поширенню лавини, на порядок менша. У такому випадку, як показано в [63], лавини мають форму пальців («*fingerprint*») (рис. 3.16). Стрілками на малюнку вказані напрямки, в яких побудовано розподіл індукції магнітного поля для різних лавин. Відповідні розподіли проаналізовані для трьох лавин вздовж напрямку проникнення потоку (*av1* - перша лавина і т.д.) і для однієї з лавин поперек потоку (*av2p*).

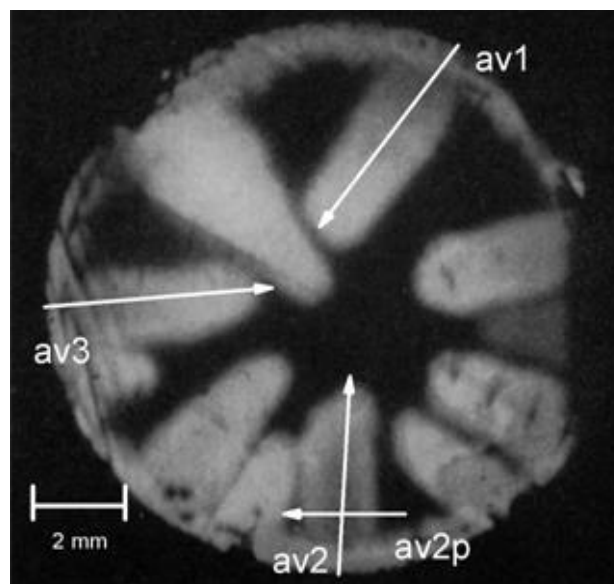


Рис. 3.16. Пальцеподібні лавини в диску при $T = 1.8\text{K}$ [63]. Стрілками вказані напрямки, уздовж яких проведено аналіз структури індукції в поздовжньому (*av1-av3*) і поперечному (*av2p*) напрямках.

Аналіз магнітооптичних зображень та профілів індукції, побудованих в зазначених стрілками напрямках, показав, що характерна структура практично подібна у всіх лавин. Елементи такої структури спостерігалися в лавини і на рис. 3.14, де швидкості поширення лавинного фронту потоку в двох ортогональних напрямках були близькими. Така структура індукції магнітного поля в «пальцях» також виникає як результат неоднорідного входження потоку в уже обмежений замерзлим фронтом простір. Дані про профілі індукції вздовж напрямку її поширення, наведені на рис. 3.17 (а-в), показують, що індукція

магнітного поля в зразку максимальна на кінці «пальця». Тобто магнітний потік проникає в зразок по вже розігрітому руслу.

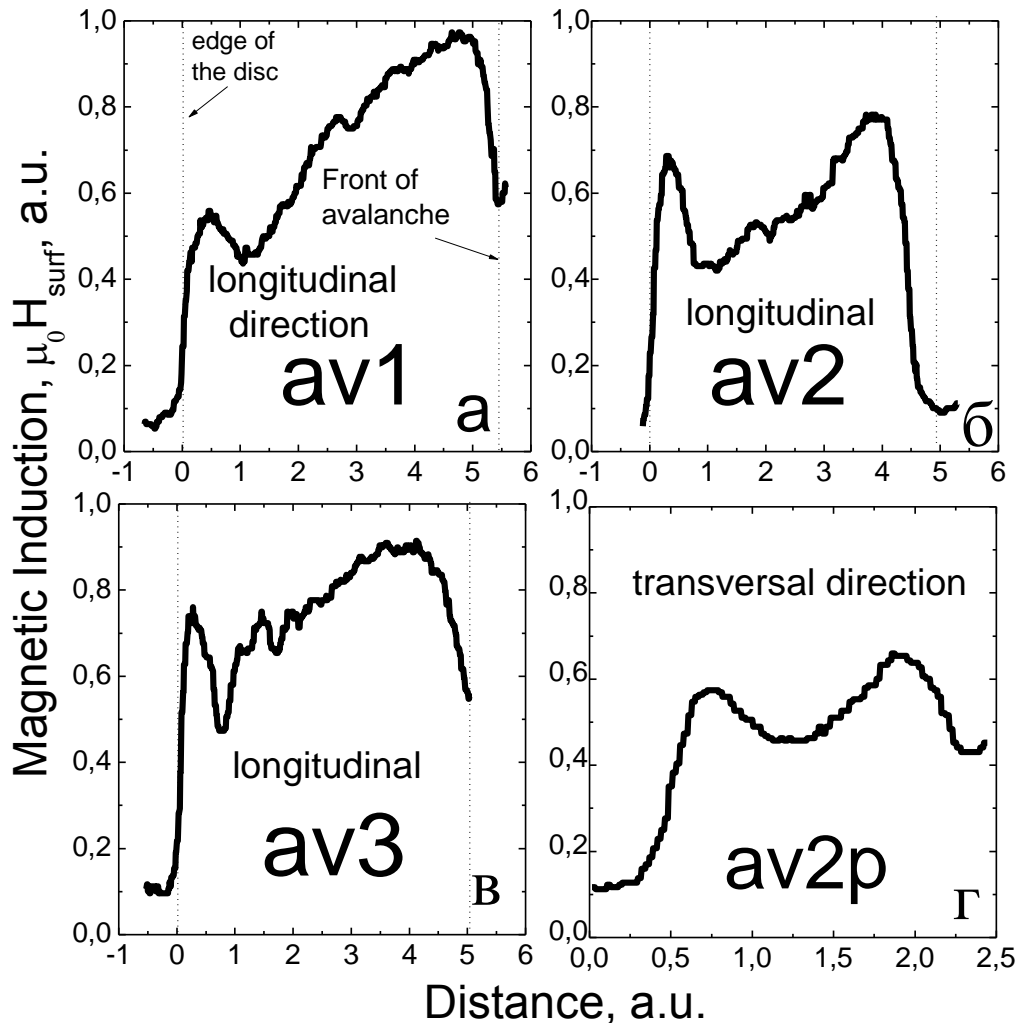


Рис. 3.17. (а) - (в) профілі індукції вздовж (*av1-av3*) та (г) поперек (*av2p*) поширення лавин, як показано на рис. 3.16.

На відміну від магнітної лавинної плями кругової форми (рис. 3.16 і 3.17), в пальцевидній структурі поблизу фронту лавини через малу ширину пальця виникають ще й замкнуті кругові струми, які і формують вершину лавинної плями. Трикутна гостра вершина поблизу краю диска формується розмагнічуючим фактором, як це обговорювалося раніше.

На рис. 3.17 (г) представлено розподіл індукції магнітного поля в поперечному напрямку *av2p*. Добре видно, що індукція поля на межі з мейснеровським станом по обидва боки «пальця» вище, ніж усередині області.

Така структура стає очевидною, якщо з показаного на рис. 3.14 (б) пунктирною лінією русла магнітного потоку сформувати пальцеподібну форму лавини.

На завершення розділу підкреслимо одну особливість у формуванні профілю розподілу індукції магнітного поля у НП незалежно від матеріалу, структури лавини і зовнішніх параметрів, яка представлена на рис. 3.18 (а-в) [63].

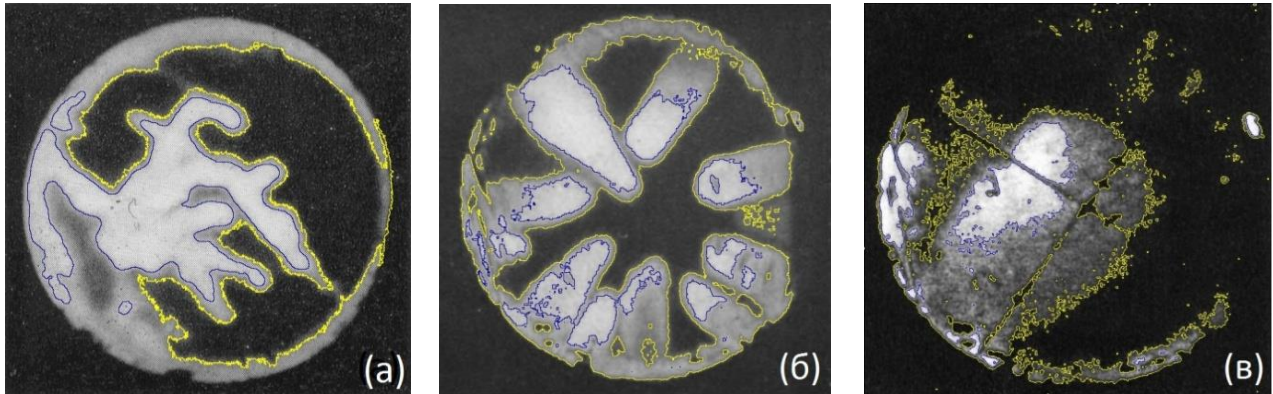


Рис. 3.18. МО зображення лавин: (а) «дендрітоподібне» зображення (сплав 48% NbZr, холоднокатаний зразок, диск, товщина 0.42 мм) $T = 4,2$ К та (б) - «пальцеподібне» зображення (холоднокатаний Nb, зразок No. 91 [60], [63], товщина 0.1 мм, діаметр 13 мм), $T = 1.8$ К; (в) $T = 4.2$ К. Світлий контур проведено на рівні мейснеровського стану, темний - на рівні, що знаходиться поблизу максимуму індукції.

Лавина на рис. 3.18 (а) виглядає як «дендрит», сформований з «пальцеподібних» елементів потоку, що увійшов у зразок. Це результат сильно неоднорідного піннінга потоку в холоднокатаній фользі NbZr. На рис. 3.18 (б, в) - лавини в Nb при температурах 1,8 і 4,2 К.

На всіх картинках показані по два замкнуті контури, що відповідають різним рівням індукції. Світлий контур знаходиться на рівні межі мейснеровського та змішаного станів. Темний контур зазначає структуру на більш високому рівні індукції. З контурної структури добре видно, що лавинна динаміка потоку залишає на своєму шляху гряди піків індукції, включаючи область паска критичного стану поблизу поверхні.

Особливостям процесу лавинного перетворення індукції в режимі захоплення магнітного потоку присвячений наступний розділ.

3.3.5. Проникнення потоку в області слабого піннінга. Монокристал MgB_2

Для MgB_2 більшість досліджень була присвячена дендритним лавинам в тонких плівках [79], [80] і тільки обмежена кількість даних є по вивченню проникнення магнітного поля у кристали MgB_2 [81], [82]. В основному це пов'язано з труднощами вирощування великих за розміром досконалих кристалів. Картини магнітної індукції на межі протилежно намагнічених частин кристалів MgB_2 вивчаються в деталях. Виміри проводилися в діапазоні температур 3 - 40 К в процесі намагнічування в магнітному полі до 100 мТ.

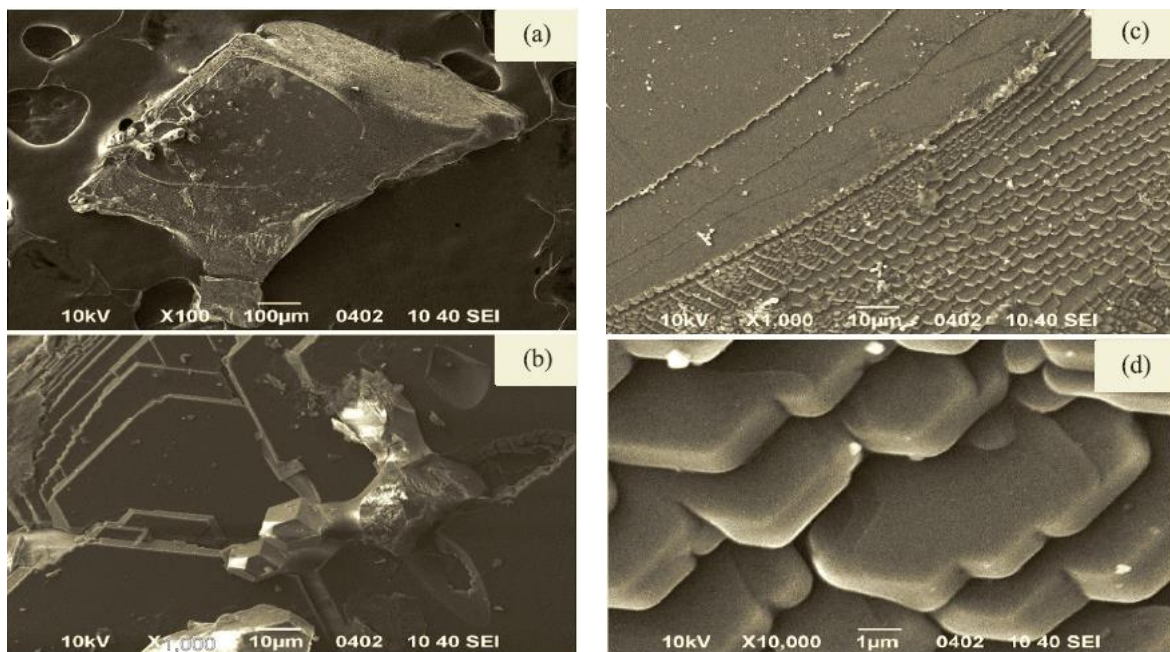


Рис. 3.19. Електронно-мікроскопічні зображення MgB_2 кристала *S1*. Сходинки (шари) між пластинами кристала чітко видні.

Вивчені кристали MgB_2 були вирощені [60] під тиском 15 kbar і температурі 1800 ° в спеціальній камері (Розділ 2). Зразок *S1* мав приблизно розміри 860 μm \times 660 μm \times 250 μm та зразок *S2* - 500 μm \times 500 μm \times 150 μm . Зовнішнє магнітне поле було прикладено перпендикулярно до поверхні зразка. На рис. 3.19 показані зображення MgB_2 , пластинчастого зразка *S1*, отримані на

електронному мікроскопі з дрібними деталями форми і структури кристала, представлені в значних збільшеннях на рис. 3.19 (b-d). Зразок *SI* має складну форму з нерівними сторонами. Спостережувані ступені (шари) в кристалі можуть служити джерелом значного піннінга магнітного потоку.

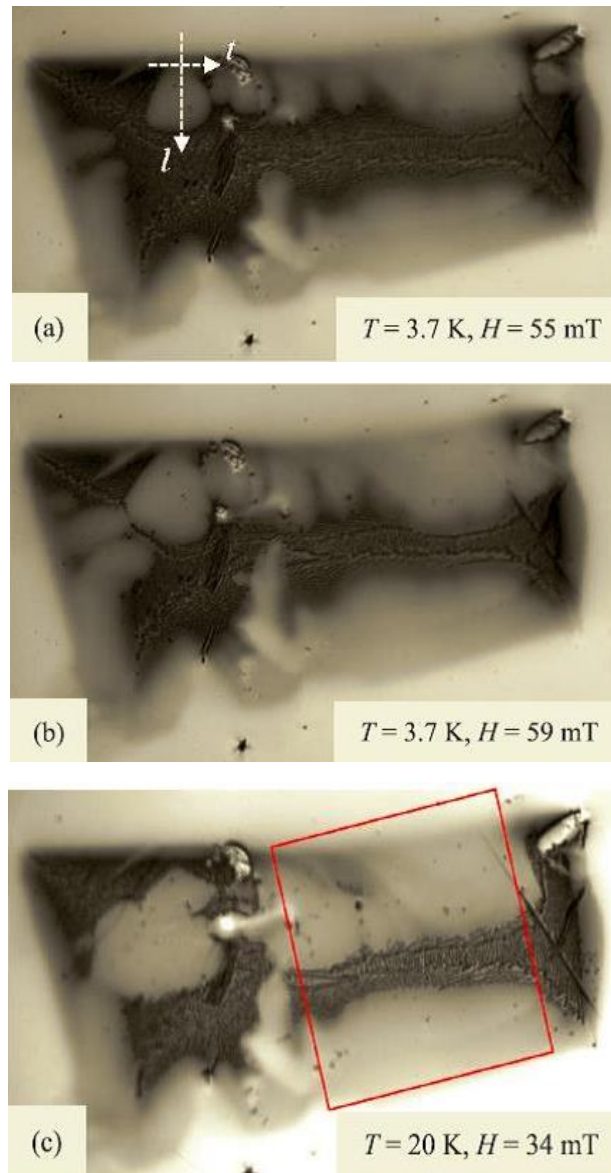


Рис. 3.20. Проникнення магнітного потоку в кристал *SI*. а) $H = 55.2 \text{ mT}$; $T = 3.7 \text{ K}$; в) $H = 59.5 \text{ mT}$; $T = 3.7 \text{ K}$; с) $H = 34 \text{ mT}$; $T = 20 \text{ K}$. Профіль потоку в області аналізується в поздовжньому - (*l*) та поперечному - (*t*) напрямках «пальцеподібного» проникнення.

На рис. 3.20 (а-с) показано проникнення магнітного поля в зразок *SI*. Магнітооптичні зображення є ефективним інструментом у виявленні

масштабних дефектів (неоднорідностей) кристала з розподілу індукції поля, що доповнює електронну мікроскопію і рентгенівські дослідження. Резюмуючи отримані результати можна зробити висновок, що при 20 К (рис.3.20 (с)) існує область кристалу (див. червоний квадрат), де проникнення поля всередину зразка є більш-менш рівномірним, майже однорідним до середини зразка.

Досліджуваний кристал близький до ідеального (досконалий), центри піннінга слабкі, і критичний струм є низьким. Області на правій і лівій стороні кристала характеризуються сильно неоднорідним проникненням, а в деяких місцях (чорні області) з'являється майже повне екранування. Тут дефекти кристала діють як сильні центри піннінга і, отже, можуть з'явитися критичні струми, що значно перевищують в 5-10 разів значення в області, позначеній червоним квадратом. У лівій частині кристала, недалеко від його верхнього краю, є місця зі слабкими надпровідними параметрами, де магнітний потік проникає в зразок легше, ніж в інші місця. Після входу магнітний потік поширюється «дифузним» чином, що створює структуру у вигляді пальців, які добре видно поблизу верхнього краю зразка на рис. 3.20. Ці картини нагадують ті, що спостерігалися в надпровідних плівках з досить сильним піннінгом і в кристалах $YBa_2Cu_3O_x$ [82]. Це виявляє місця зі значним за величиною піннінга потоку у кристалі. Джерелом піннінга можуть бути крайові дефекти і ступінчаста структура (рис. 3.19), утворена при вирощуванні кристала.

Також можна побачити, що верхня ліва частина зразка залишається в мейснеровському стані. Проникнення поля в правій частині цілком однорідне, і ця область була використана для аналізу процесу перемагнічування зразка, при накладенні знакозмінного магнітного поля для виявлення мейснеровських порожнин (Розділ 4).

Зміна профілю магнітної індукції в l -поздовжньому (b) та t - поперечному (с) напрямках перерізу пальцеподібної структури (фотографія (a)) при збільшенні зовнішнього магнітного поля представлена на рис. 3.21. Розподіл

магнітного потоку має опуклу куполоподібну форму в поздовжньому і поперечному напрямках.

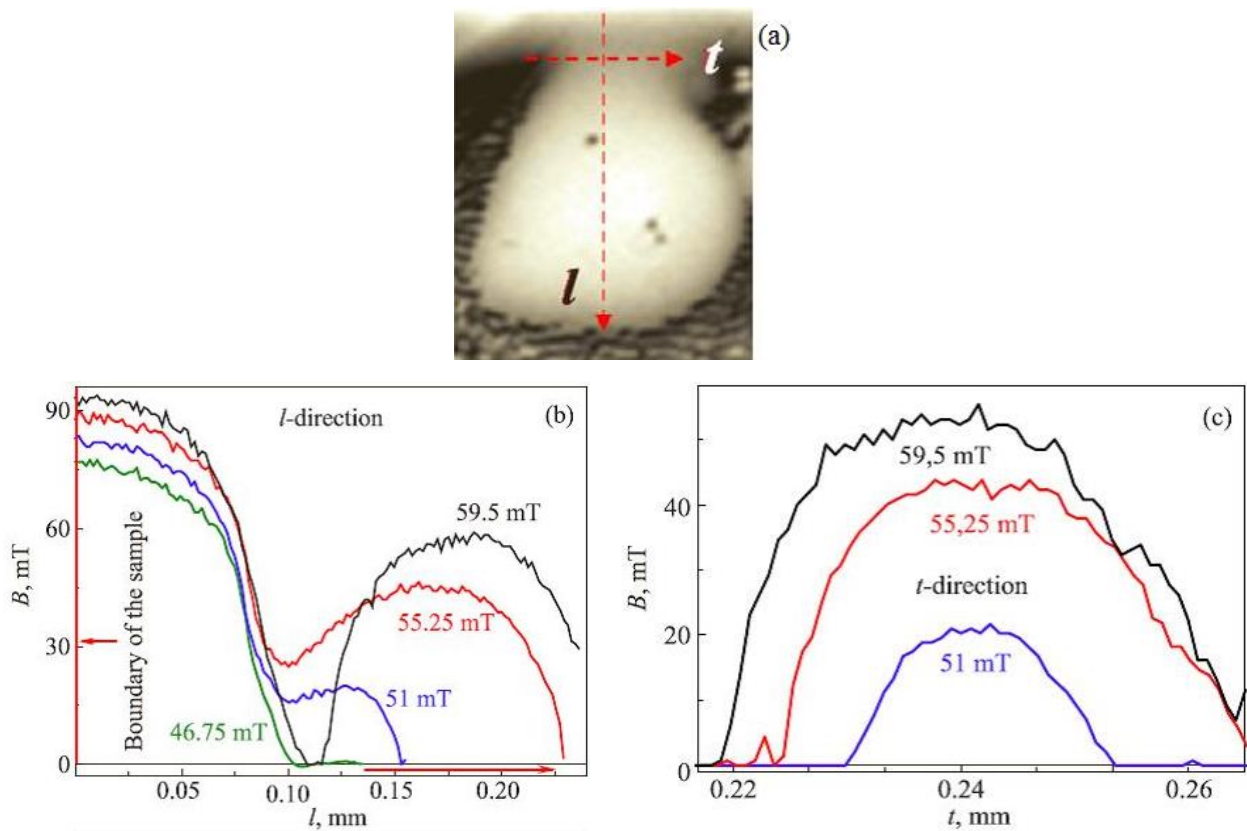


Рис. 3.21. а) Фотографія «пальцеподібного» проникнення. Зміна профілю магнітної індукції: б) в l -поздовжньому та с) t -поперечному напрямках перерізів пальцеподібної структури.

Підвищення поля призводить до збільшення висоти і ширини куполів. Слабке місце (ворота, гейт), де потік входить в кристал, стає ширше зі збільшенням поля. Формування і зростання куполоподібних областей, що містять магнітний потік, відображає наявність крайових дефектів і досить сильний піннінг всередині кристала, що обмежує подальший рух магнітного потоку.

Подібні профілі індукції, спостерігалися в кристалах $YBa_2Cu_3O_x$ [82] і були інтерпретовані як входження потоку в область з ослабленим піннінгом. Коли магнітне поле в подальшому збільшується, потік більше заповнює центральну частину, спостерігається зростання куполоподібної структури.

3.4. Модель перетворення критичного стану в режимі екранування

Результатом термомагнітної лавини при її вході є виникнення в діамагнітній області надпровідника парамагнітних кругових струмів, що визначають локальну інверсію профілю магнітної індукції. Другим важливим фактором процесу перетворення рельєфу індукції на поверхні є зміна розмагнічуючого фактора зразка.

Верхній ряд (а) на рис. 3.22 представляє МО фотографії стану надпровідних дисків в режимі екранування (NbZr диск, [75]) перед (ліва колонка) і після лавини (права колонка). На рис. 3.22 представлено схематичне зображення картини індукції і контурів струмів (б), профілі струмових контурів (в) і профілі розподілів індукції (г) на відповідних дисках. Основні зміни в класичній моделі критичного стану в результаті термомагнітної лавини при її вході (рис. 3.22, права колонка) включають виникнення в діамагнітній області надпровідника парамагнітних кругових струмів, що визначають локальну інверсію профіля магнітної індукції. При цьому ефективне поле на бічній поверхні обмеженого циліндра через зміни фактора розмагнічування зазнає стрибок $\Delta B_{j\text{ eff } dm\text{g}}$, зменшуючись за абсолютною величиною. Цей стрибок індукції збуджує на бічній поверхні надпровідника струми $J_{dm\text{g}}$ парамагнітного напрямку.

Формування розподілу індукції зі структурою, подібною профілю, що виникає всередині лавинної плями в режимі екранування (рис. 3.22 (г)), спостерігалось в роботі [71], де вивчалися монокристали $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ – зразки з неоднорідним піннінгом. Посилення піннінгу (критичного струму) поблизу країв зразка забезпечувалося опроміненням. Центральна частина кристала, закрита від потоку частинок, що створюють дефекти, залишалася неопроміненою.

При вивченні проникнення поля в такий неоднорідний кристал спостерігалось цікаве явище. Після досягнення фронтом магнітного потоку внутрішньої границі опроміненої частини кристала магнітний потік починав

проникати в центр зразка з ослабленим піннінгом і формувати там куполоподібний профіль індукції.

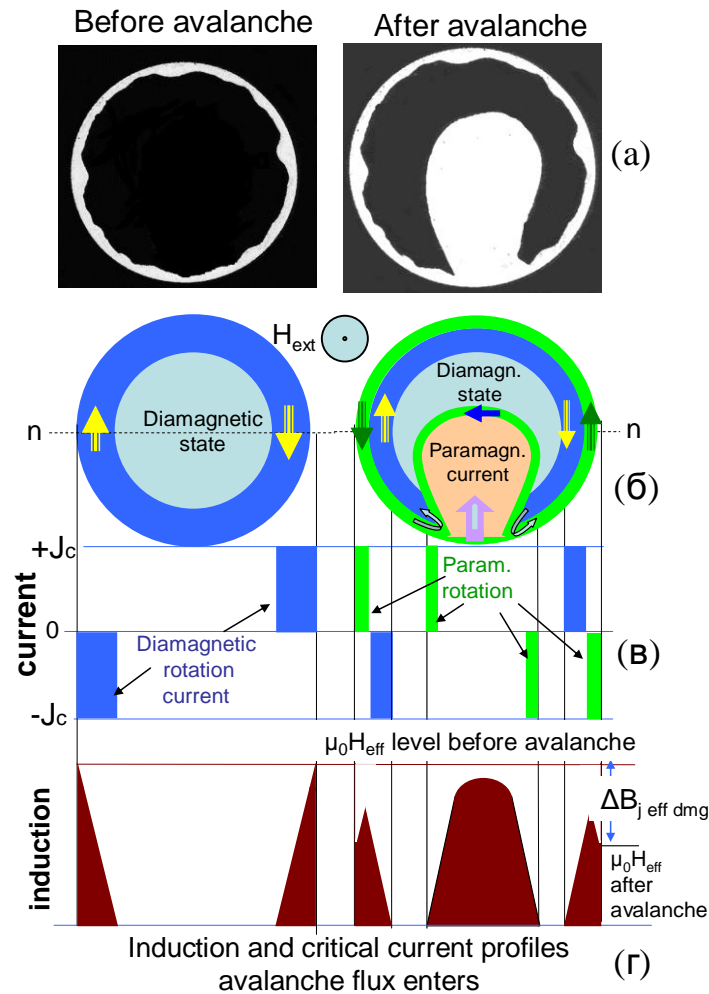


Рис. 3.22. Перетворення критичного стану при термомагнітних лавинах у НП диску в режимі екранування. Ліва колонка - стан перед лавиною, права - після неї. Рядок (а) - магнітооптична картина явищ в NbZr диску, експеримент [75]; рядок (б) - схема струмових контурів в диску; рядки (в, г) - розподіл струмів і індукції, відповідно, в моделі Біна, уздовж перерізів $n-n$. Через стрибок ефективного поля $\Delta B_{j\, eff\, dmg}$, генерується струм парамагнітного напрямку по периметру диска (права колонка, рядки (б, в)).

Таку структуру профілю підтвердили розрахунки проникнення поля в пластину зі штучно створеним неоднорідним піннінгом, виконані в роботі [71]. У зростаючому полі під дією сили Лоренца, створеної екрануючими струмами, ця «гірка» збільшувалася за рахунок вихорів, що входять в центр зразка з

ослабленим піннінгом. Ці екрануючі струми набагато перевищували критичний струм неопроміненої центральної частини кристала. Реальна картина індукції після лавини залежить від фізичних параметрів зразка і умов тепловідводу на межі. Одним із наслідків є те, що в динаміці важливу роль відіграє ефективне поле на межі зразка, яке визначається величиною фактора, що розмагнічує. У разі, коли під час лавини входить велика кількість потоку, значно зменшується стрибком і ефективне поле $\Delta B_{j\text{ eff } dmg}$. Такий стрибок індукує поблизу поверхні струм парамагнітного напрямку достатньої величини, щоб компенсувати в значній мірі діамагнітні екрануючі струми. В такому випадку по периметру НП диска в результаті лавини потоку виникає широкий поясок *парамагнітних* струмів, замість *діамагнітних*.

Висновки до розділу 3

1. Рухомий фронт лавини в ніобієвому диску має лінійно-спадаючу залежність індукції $B(x)$ від координати x . **Вперше встановлено**, що динамічний критичний струм в області фронту лавини ($J_{cdyn} \sim dB/dx$), залишається практично постійним в процесі руху лавини і на 10-20% перевищує квазістатичний критичний струм, характерний для критичного стану.
2. **Вперше** пояснено складну зміну розподілу магнітної індукції в області проникнення магнітного поля при однорідному і неоднорідному входженню магнітного потоку. В однорідному випадку куполоподібна форма розподілу індукції магнітного поля формується круговим критичним струмом. Область, зайнята магнітним полем, що виникає в «пальцеподібних» структурах уздовж межі області лавини, виникає внаслідок неоднорідного входження магнітного потоку.
3. Встановлено, що ефективне поле поблизу бокової поверхні обмеженого NbTi надпровідника зменшується стрибком при виникненні лавини потоку. Таке динамічне зменшення ефективного поля на бічній поверхні призводить до утворення парамагнітних струмів для режиму екранування.

4. Магнітооптичні дослідження проникнення магнітного поля у кристал MgB_2 є інформативним інструментом, що досконало, через механізм піннінгу потоку, виявляє локальну дефектність кристалічної структури та дозволяє виявити найбільш досконалі його ділянки

РОЗДІЛ 4

ОСОБЛИВОСТІ ВИХОДУ МАГНІТНОГО ПОТОКУ: ТОНКА СТРУКТУРА ЛАВИН ТА МЕЙСНЕРОВСЬКІ ПОРОЖНИНИ (РЕЖИМ ЗАХОПЛЕННЯ ПОТОКУ)

4.1. Тонка структура термомагнітних лавин в монокристалі V_3Si в режимі захоплення потоку. Розподіл мікролавін потоку за їх величиною.

Добре відомо, що формування профілю індукції критичного стану надпровідника II роду під час повільної розгортки зовнішнього магнітного поля реалізується за допомогою дрібних стрибків потоку (у вигляді «пакетів», зв'язок вихорів) [84]-[90]. Кількість магнітного потоку, пов'язаного з кожним пучком, визначається розміром центрів піннінга матеріалу. Як зазначалося раніше, існує багато робіт, в яких були досліджені величини цих стрибків, розподіл за розмірами та їх тривалість [91], виявлені елементи критичності вихрової динаміки.

У цьому розділі аналізується виявлена тонка структура гігантських стрибків потоку [92], викликаних термомагнітними лавинами. Тонка структура термомагнітних лавин, методично може бути новою можливістю для дослідження «ємності» центрів піннінга для вихорів в мікроструктурі об'ємних зразків. Досягнення гранично-високої щільності критичного струму j_c для застосування надпровідників в фізиці високих енергій, вимагає повної характеристики мікроструктури, що визначає піннінг магнітного потоку [93].

4.1.1. Особливості експерименту

Динаміка стрибків потоку в монокристалі V_3Si в формі диска вивчалася в магнітній системі, що створює поле у 14 Тл. Вставка в кріостат дозволяла регулювати температуру в діапазоні 2 К - 250 К. Вимірювальна котушка (*pick up coil*, рис. 4.1) складалася з 6 витків мідного дроту, намотаного навколо диска

(діаметр 8.5 мм, товщина 0.85 мм) та підключалася до плати (DAQ), яка реєструє сигнал з точністю 10^{-7} сек із записом на комп'ютері.

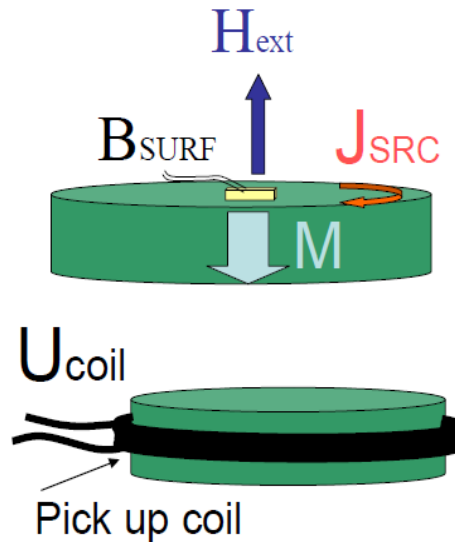


Рис. 4.1. Геометрія експерименту, зразок і котушка.

Була зареєстрована часова залежність напруги на котушці $U(t) \sim d\Phi(t)/dt$ під час термомагнітної лавини. Площа під кривою $U(t)$ визначає величину потоку в лавині. Крім того, ми використовували два мініатюрних датчика Холла для реєстрації залежності магнітного поля від магнітних властивостей досліджуваного зразка. Один з датчиків був розташований на поверхні досліджуваного зразка в центрі диска і реєстрував локальне магнітне поле $\mu_0 H_{locsurf}$. Другий датчик вимірював зовнішнє магнітне поле $\mu_0 H_{ext}$. Намагніченість диска M визначалася різницею показань двох датчиків $\mu_0 M = B_{locsurf} - B_{ext}$ [61]. Швидкість розгортки зовнішнього магнітного поля становила приблизно 0.5 Тл / хв.

Диск був вирізаний з об'ємного монокристалу, а потім дефектний шар був витравлений і відполірований електрохімічним шляхом. Зразок має кристалографічну орієнтацію (111) паралельно нормалі поверхні диска. Зовнішнє магнітне поле було направлено перпендикулярно по відношенню до поверхні диска (рис. 4.1). Критична температура, визначена за допомогою індуктивного методу, склала 16.8 К і ширина надпровідного переходу

становила 0,27 К. Результати вимірювань магнітострикції на диску та дані критичних струмів представлені у роботі [61].

4.1.2. Результати

Тонка структура величезних термомагнітних лавин потоку $\Phi(t)$, що виходять з V_3Si монокристалічного диска, спостерігалася у другому квадранті під час повільного циклування зовнішнього магнітного поля. Точність реєстрації напруги дозволила нам виявити тонку структуру сигналу у вигляді коротких (~ 5 мкс) переривчастих імпульсів (невеликі стрибки потоку) з їх власними структурами в процесі макролавини.

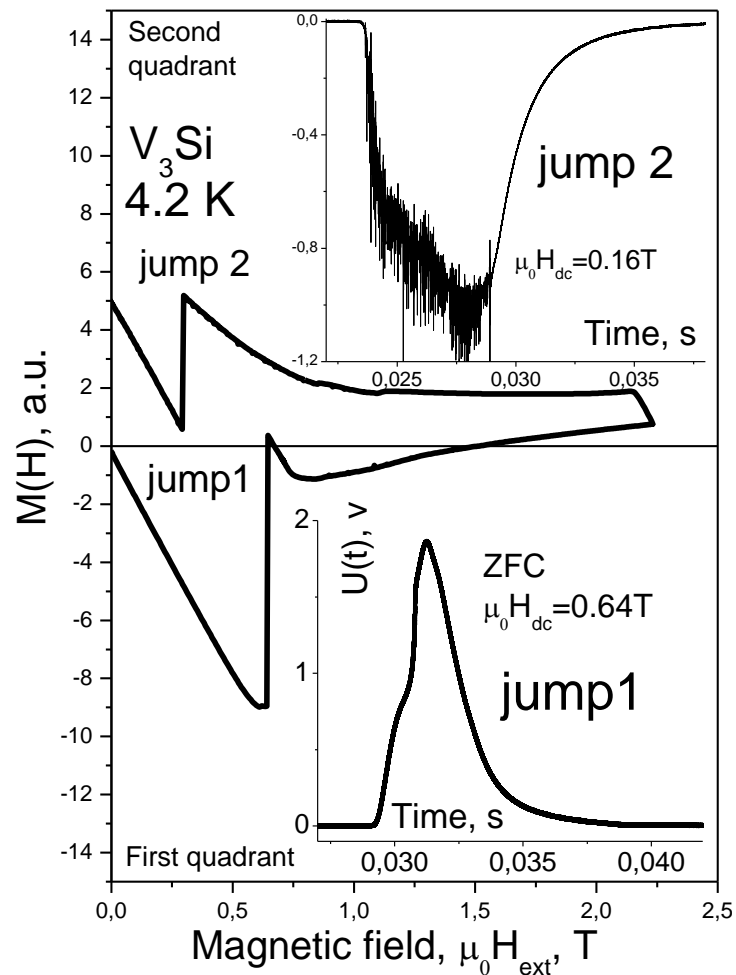


Рис. 4.2. Петля гістерезису $M(H)$ при $T=4.2$ К; вставки: залежність напруги на котушці від часу, зареєстрована в процесі стрибків потоку в режимі екранування - «*jump1*» (перший квадрант) і захоплення потоку «*jump2*» (другий квадрант).

Типова петля гістерезису $M(H)$ при 4,2 К представлена на рис. 4.2. Термомагнітні лавини проявляються тут у вигляді стрибків індукції («*jump1*» і «*jump2*») на поверхні надпровідника. Стрибок потоку «*jump1*» відповідає входу потоку в режимі екранування і «*jump2*» - виходу потоку в режимі захоплення. Вставки на рис. 4.2 показують структуру імпульсів напруги цих двох стрибків. Звідси видно, що тільки «*jump2*» має тонку структуру, яка складається з великої кількості мікролавін, що виходять із центрів піннінга надпровідника. Детальна картина «*jump2*», приведена на рис. 4.3 (а) і містить майже 200 мікролавін. При більш високій температурі $T = 5$ К (рис. 4.3 (а), праворуч) кількість мікролавін в структурі сигналу зменшується.

Слід підкреслити, що *тонка структура виявлялася тільки при виході лавини* (другий квадрант) і була відсутня при вході потоку (перший квадрант). Поодинокі імпульси напруги при мікролавінах мають форму, подібну формі великих лавин. Площа під кривою $U(t)$ тут також визначає величину потоку в мікролавіні. Результати розрахунку величини потоку в усіх мікролавінах в залежності від послідовності їх номера зображені на рис. 4.3 б) для 4.2 К і 5 К, відповідно. Оцінка показує, що кожен мікроімпульс потоку при 4.2 К містить $\sim (10^3 \div 10^6)$ вихорів, при цьому їх тривалість знаходиться в діапазоні від 5 мкс до 50 мкс. Для температури 5 К діапазон потоку для мікролавін не змінився, зменшилася тільки їх кількість приблизно в 1,5 рази. Були побудовані гістограми розподілу мікролавін за розмірами, ґрунтуючись на цих даних для тонкої структури. Слід зазначити, що кількість лавин не дуже велика для застосування статистичних методів. На рис. 4.3 (с) показані гістограми при 4.2 К і 5 К, відповідно.

Грубо оцінені розміри областей кристала, з яких виходять мікролавіни. Магнітне поле величиною 1 Тл відповідає міжвихровій відстані близько ~ 10 нм [19]. Для трикутної вихрової решітки мільйон вихорів (мікролавіни максимального розміру) займатиме площу декілька десятків мк^2 . Відповідно, для нижнього значення величини мікролавіни в 10^3 вихорів площа буде в тисячу разів менше, масштабу $\sim 10^3$ нм².

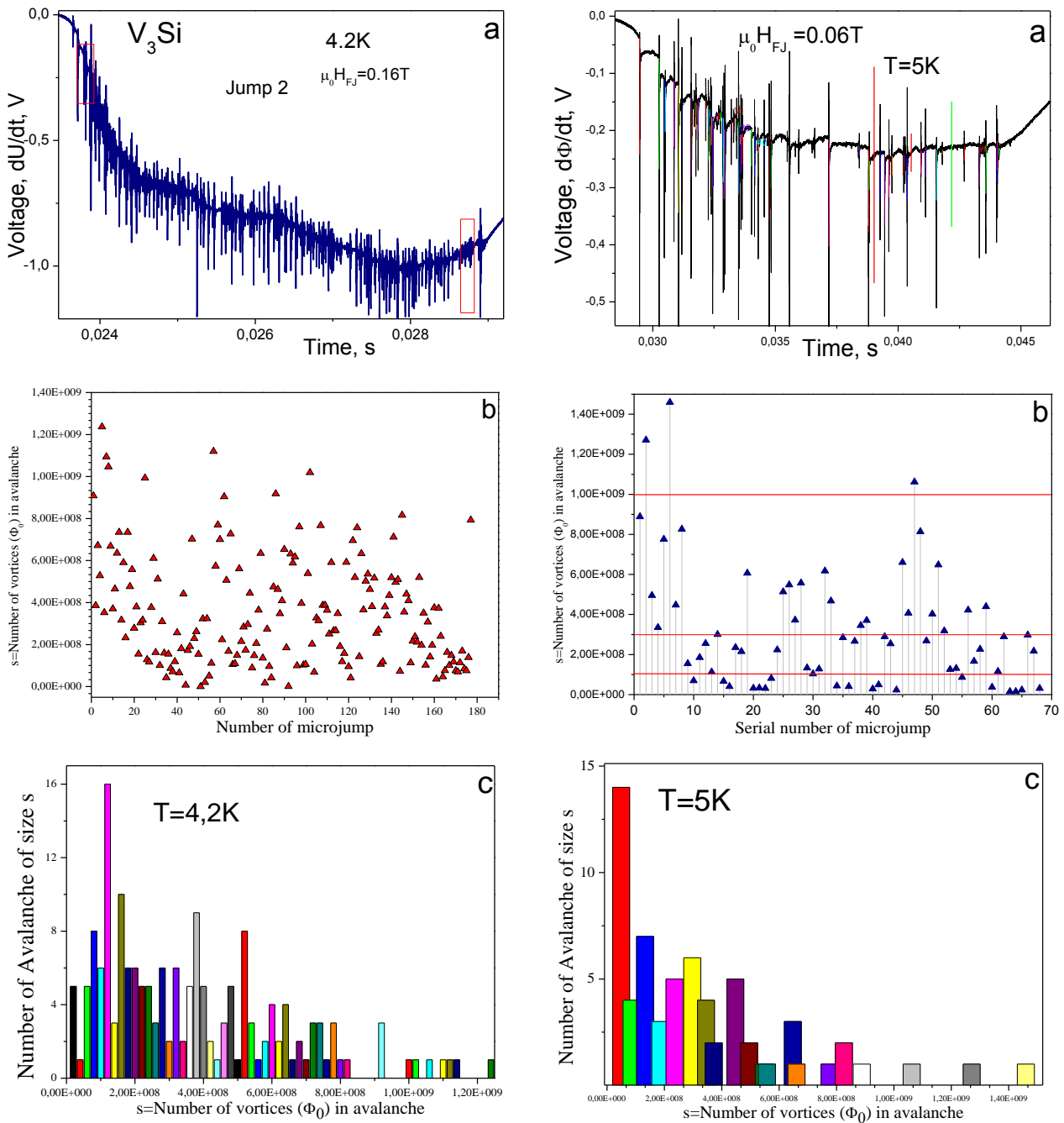


Рис. 4.3. Зліва: а) тонка структура лавини при $T = 4.2\text{ K}$; б) величина потоку в мікролавінах в залежності від їх послідовного номера; с) розподіл мікролавін за розмірами. Справа: а) тонка структура лавини при $T = 5\text{ K}$; б) величина потоку в мікролавінах в залежності від їх послідовного номера; с) розподіл мікролавін при $T = 4.2\text{ K}$ і 5 K за розмірами.

На жаль, ми не можемо оцінити розмір самих центрів піннінга. Відповідь на питання, що представляють собою ці центри, неоднозначна. Надзвичайно вузька ширина надпровідного переходу (розділ 2) відображає високу

досконалість зразка, тобто відсутність звичайних масштабних дефектів в кристалі поблизу надпровідного переходу. Відомо, що V_3Si (структура A15) демонструє перетворення кубічної тетрагональної структури при $T_m = 20.5$ К [94]. Нижче цієї температури, спостерігаються залишки кубічної фази в кристалі на фоні тетрагональної структури кристала (структурні домени). Неповний структурний фазовий перехід може визначати неоднорідний піннінг в кристалі.

Необхідно відзначити, що під час лавинного стрибка магнітного потоку в диску відбувається стрибок розмірів з можливими неоднорідними деформаціями внаслідок гігантської магнітострикції [61]. Якщо потік входить в зразок, то внаслідок піннінга, він його стискає, а в процесі лавини (*стрибок1*, рис. 4.2), розмір зразка стрибком збільшується, наближаючись до вихідного (без магнітного поля) стану. Якщо потік виходить зі зразка, то розмір розтягнутого магнітним полем зразка, внаслідок лавини зменшується (*стрибок2*). Неоднорідна динамічна деформація надпровідника може призводити до локальних структурних динамічних перетворенням в зразку. Це може призводити до зміщення центрів піннінга, пов'язаних зі структурною недосконалістю і до перерозподілу закріпленого на них потоку.

4.2. Дослідження критичного стану в режимі захоплення. Особливості структури картин виходу потоку в монокристалах MgB_2

Зміна картини силових ліній магнітного поля при виході магнітного потоку з надпровідного диска в разі зменшення зовнішнього поля було прекрасно продемонстровано у роботах [65], [70]. Конфігурація ліній індукції для трьох значень зовнішнього поля H_{ext} : $0.5H_p$, $0.25H_p$ и $H_{ext} = 0$ представлена на рис. 4.4 (б). Величина зовнішнього поля нормована на поле повного проникнення H_p (поле, в якому потік проникає до центру диска). Виникнення областей з протилежним напрямком індукції поблизу краю диска добре видно для ситуації, коли зовнішнє поле $H_{ext} = 0.25H_p$ (середня частина рис. 4.4 (б)). На

нижній частині рисунка ($H_{ext} = 0$) замкнуте вихрове кільце вже просунулося до центру НП. Сукупність таких кілець у НП утворює замкнуту порожнину, яка називається *мейснеровською порожниною*. Вона виникає в результаті анігіляції, вихору і антивихря, що знаходяться поряд. Схема утворення і розташування мейснеровської порожнини в прямокутній пластині зображена на рис. 4.4 (в).

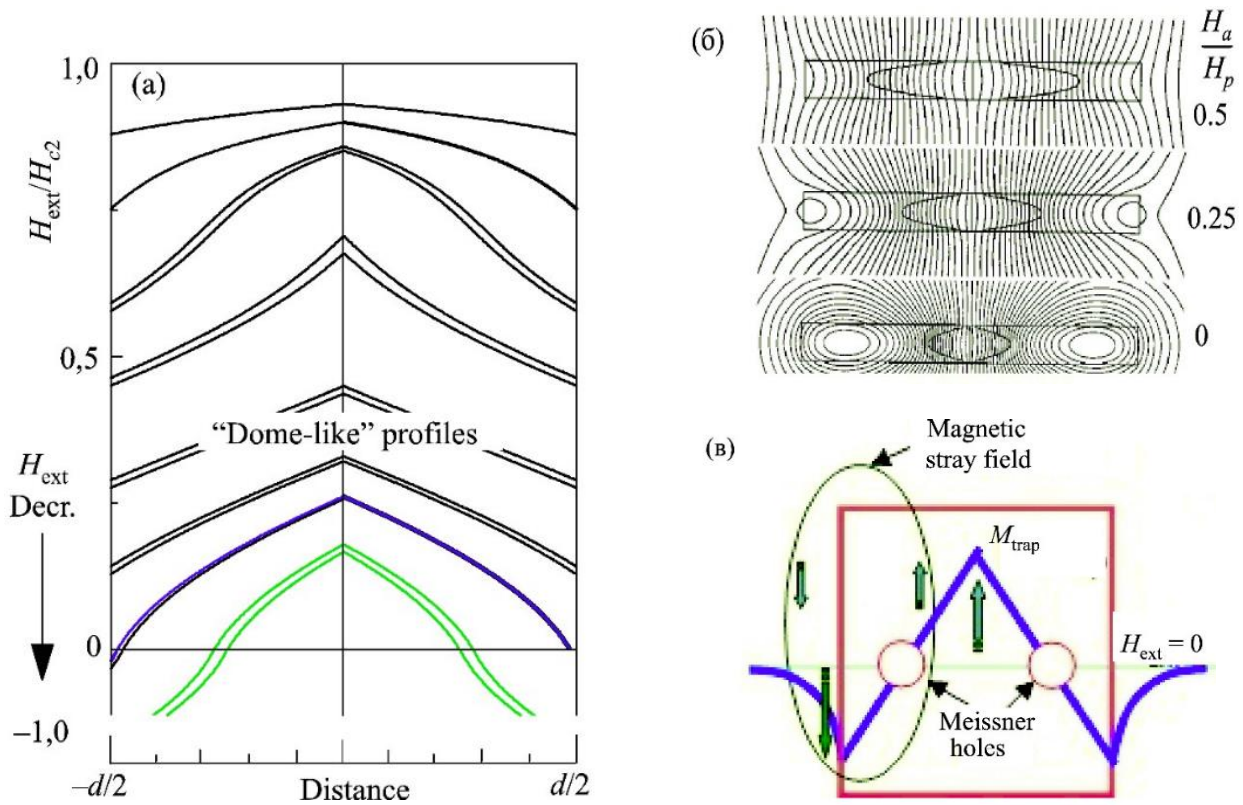


Рис. 4.4. Картина зміни розподілів індукції при зменшенні зовнішнього поля від H_{c2} до нуля (другий квадрант петлі гістерезису), розрахунок [29] (а); зміна картини силових ліній магнітного поля при виході магнітного потоку з надпровідника [70] (б); схема куполоподібного профілю захопленого магнітного моменту M_{trap} в обмеженому зразку. Мейснеровські порожнини вказані кружками (в).

Режим захоплення потоку при обраній температурі можна реалізувати у НП, помістивши його попередньо в магнітне поле, що перевищує H_{c2} . Таким способом створюється однорідний розподіл магнітної індукції у матеріалі. Потім зовнішнє поле вимикається. Внаслідок піннінга потік буде виходити поступово, створюючи перепад індукції між центром і краєм надпровідника у

вигляді куполоподібної структури (рис. 4.4 (а)). Ця структура індукції підтримується надпровідним критичним струмом. Якщо критичний струм досить великий, то при критичному перепаді індукції виникне лавиноподібний вихід внаслідок термомагнітної нестійкості.

У разі, коли температура експерименту досить низька, таких лавин може бути кілька. Такий експеримент був проведений з метою оцінки швидкості виходу магнітного потоку при лавини [95]. Зразок в формі диска, який має критичну температуру $T_c = 9$ К, охолоджувався до $T = 1.8$ К. Після виключення зовнішнього поля, що перевищує друге критичне, за допомогою МО методу отримували фотографію розподілу індукції на поверхні диска (рис. 4.5 (а)). Максимальні значення індукції відповідають найбільш світлим місцям. Як завжди, абсолютно чорні місця відповідають нульовій компоненті вектора індукції магнітного поля B_n .

На фотографії (рис. 4.5 (а)) світла центральна частина диска обмежена кількома чорними дугами різної ширини. Така картина свідчить про те, що в міру зменшення зовнішнього поля, починаючи від H_{c2} , виникає критичний перепад індукції поблизу країв диска, відповідний умові зародження термомагнітних лавин. В результаті частина захопленого потоку відривається від «куполоподібної» структури. Кожній лавині відповідає одна чорна дуга з опуклістю, орієнтованою до центру. Таких лавин можна нарахувати 5-6. З наших експериментів на Nb пластинах видно, що при зменшенні поля від H_{c2} до нуля (2 квадрант рис. 4.5 (б)) спочатку відбуваються малі за величиною виходу потоку лавини. У міру наближення поля до нуля величина магнітного потоку в лавині зростає. Такою, мабуть, була і послідовність виходу лавин в диску. Найбільші дуги відповідають межі потоку, що вийшов під час лавин, які сталися поблизу нуля зовнішнього поля. Очевидно, що її ширина тим більше, чим більше кількість потоку, що вийшов в процесі розвитку лавини. На ділянці чорної лінії в секторі 4 лавин не було. А сама лінія є, мабуть, межа, що розділяє області з протилежно намагніченими частинами диска. Виникаюче кільце через

розмагнічуючий фактора по краю диска має намагніченість протилежного напрямку в порівнянні з захопленим у центрі потоком.

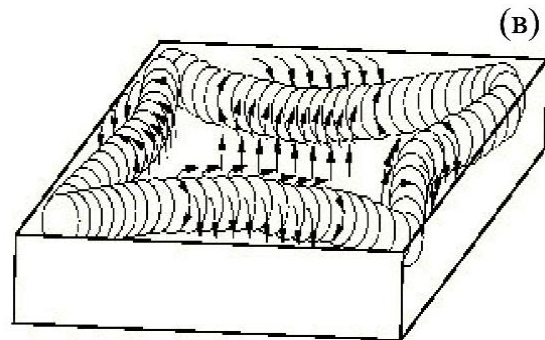
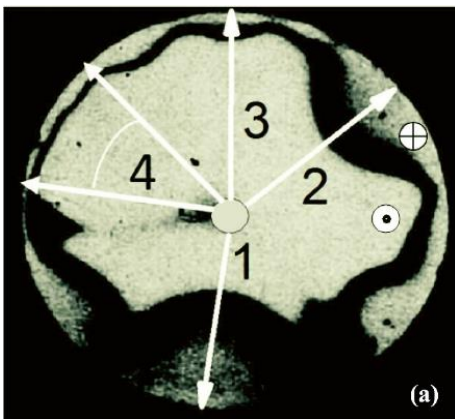
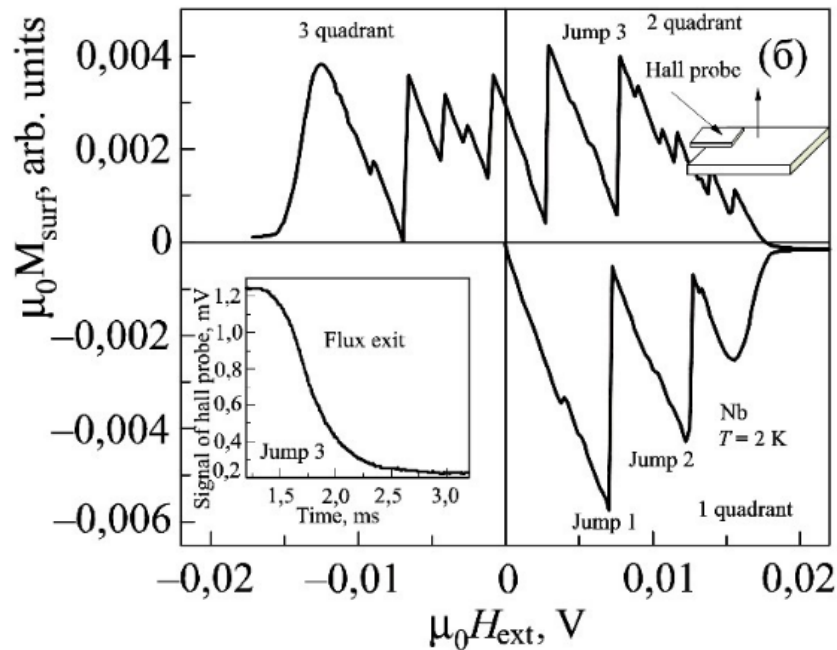


Рис. 4.5. а) Картина захопленого магнітного потоку в Nb диску після виключення зовнішнього магнітного поля від величини H_{c2} при $T = 1.8$ К [95]. Межа між областями, намагніченими «вгору» по напрямку поля і «вниз» знаходиться близько до краю зразка; б) петля гістерезису в Nb, локальні вимірювання в центрі пластинки датчиком Холла (рис. 2.3 (а)), $T = 2$ К; (в) форма мейснеровської порожнини в пластині квадратної форми [96].

Проведено аналіз структури індукції вздовж радіальних напрямків, показаних стрілками на фотографії диска. Профілі нормальної компоненти індукції для різних лавин наведені на рис. 4.6. У центрі диска спостерігається

максимальне значення магнітної індукції, яка потім повільно зменшується аж до межі області потоку, що вийшов.

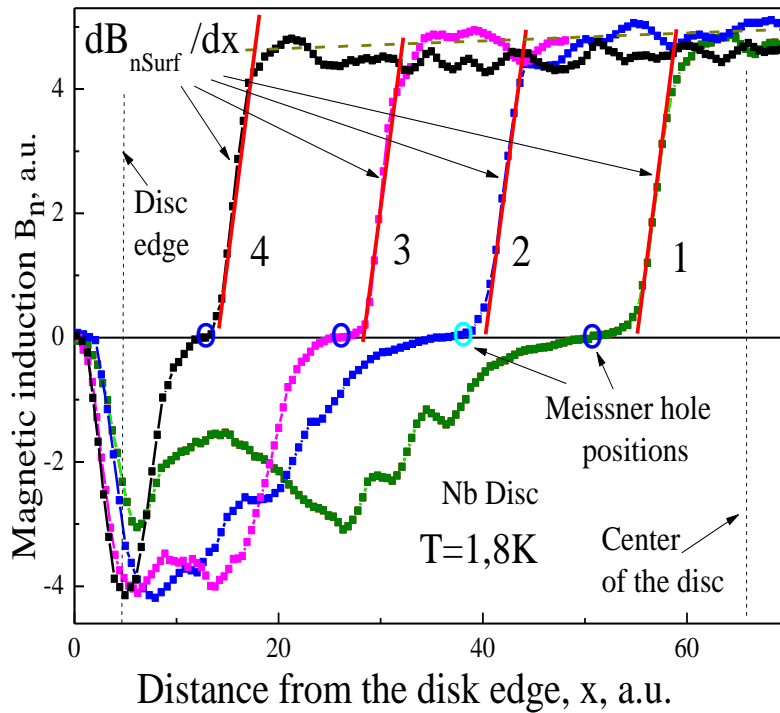


Рис. 4.6. Профілі нормальної компоненти магнітної індукції B_n у ніобієвому диску в напрямках, зазначених стрілками на магнітооптичному зображенні рис. 4.5 (а).

На межі цієї області індукція різко спадає до нуля поблизу мейснеровської порожнини. У цій області похідна dB_n/dx визначає величину локального критичного струму, що протікає на межі області захопленого потоку, що залишився. Цей струм однаковий і не залежить від величини потоку, що вийшов. Відзначимо, що нахил лінії індукції $B_n(x)$ в центральній світлій частини диска невеликий, що свідчить про слабкий критичний струм ніобієвої пластини. Немонотонність щільності магнітного потоку свідчить про неоднорідність сил піннінга в надпровіднику [97]. В області антивихорів (негативні значення B_n на осі ординат, рис. 4.6) розподіл індукції магнітного поля також змінюється немонотонним чином (наприклад, найбільша лавина 1). Причому, чим більше величина потоку, що вийшов, тим більше проявляються неоднорідності. На формування цієї структури може впливати неоднорідність

піннінга, яка визначає і нерівномірність швидкості руху фронту лавини в різних місцях диска. У свою чергу, нерівномірність руху внаслідок наявності дисипативних сил створює складну неоднорідну картину температурного поля у надпровіднику. На температурне поле диска впливає нагрів, пов'язаний з термомагнітними лавинами та зі швидкою зміною зовнішнього магнітного поля після його виключення, оскільки ці процеси проходять одночасно.

Якщо зменшення зовнішнього поля розігріває зразок більш-менш однорідно, то лавини вздовж напрямку свого переміщення створюють додатковий локальний розігрів, який, як свідчать прямі вимірювання температури, може досягати декількох градусів [97]. При цьому лавинам можуть передувати і значні коливання температури в часі, пов'язані з нестійкістю критичного стану [76].

Для детального аналізу змін температурного поля в диску необхідно порівняти швидкість дифузії тепла в зразку, швидкість магнітного потоку, яка визначається як зміною зовнішнього магнітного поля, так і поширенням лавин, і швидкість тепловідведення в навколишнє середовище. На жаль, виконати цей аналіз не представляється можливим, оскільки окремі величини і параметри відомі лише оціночно, а деякі просто невідомі. У той же час ясно, що область антивихрів, що виникла по краю диска в результаті ефекту розмагнічування, прогрівається сильніше, ніж інша частина диска, оскільки через неї виходить значна частина потоку. Таким чином, відповісти однозначно на питання, яка локальна температура зразка при виникненні паска антивихорів, практично неможливо. Ясно лише те, що вона вища за температуру охолоджуючого середовища на кілька градусів. Нагрівання диска в процесі динаміки потоку може істотно зменшити критичний струм, який визначається градієнтом магнітної індукції в «куполоподібній» структурі диска. У той же час залишається неясним, чому по межі захопленого потоку, що залишився, в динаміці виникає градієнт індукції, який на порядок перевищує градієнт в центральній частині зразка. Були виміряні радіуси мейснеровських порожнин в центрі кожної з лавин (рис. 4.5 (а)). За діаметр приймалася ширина чорного

паска залежності $B_n(x)$, де $B_n = 0$. Результати представлені на рис. 4.7. Тут також представлена відповідна площа лавин. Як видно на рисунку, ширина мейснеровської порожнини добре корелює з площею зразка, з якої вийшов магнітний потік.

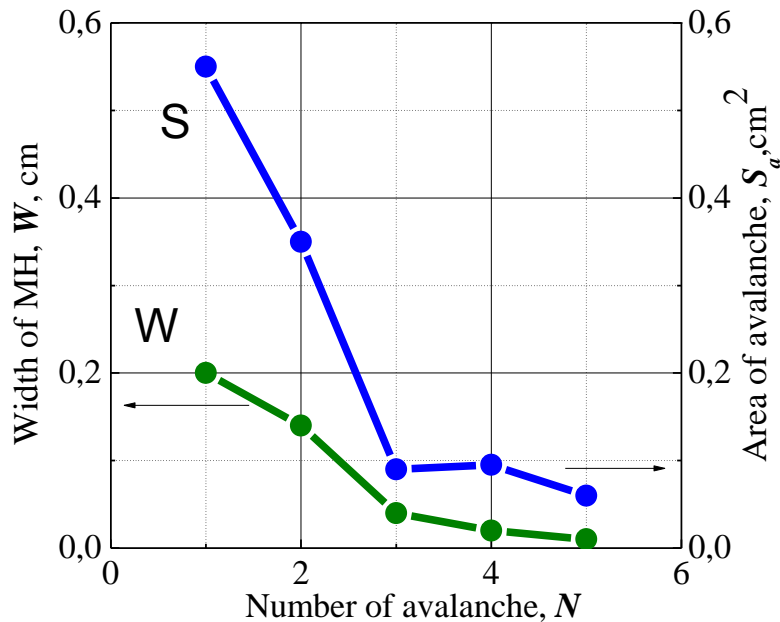


Рис. 4.7. (W) - ширина мейснеровської порожнини та (S) – площа відповідної лавинної плями.

Це дозволяє припустити, що причиною розширення мейснеровських порожнин в області лавин може бути локальне підвищення температури внаслідок дисипативної лавинної динаміки потоку. Крім того, сила взаємодії між вихором і антивихором є силою притягування, що призводить до їх анігіляції з виділенням тепла. Цей процес також породжує локальний розігрів, зниження сили піннінга і, як наслідок, підвищує рухливість вихорів і антивихорів в області межі їх розділу, що сприяє процесу їх анігіляції. Виділення тепла більше в широких мейснеровських порожнинах, оскільки більша кількість вихорів тут анігілювала. У той же час аналіз виразу для радіуса мейснеровських порожнин, виконаний на підставі виразів, отриманих в [96], свідчить про те, що локальний нагрів повинен бути дуже значним. Оцінимо температурну залежність радіуса мейснеровської порожнини R_M . Умова утворення мейснеровських порожнин передбачає *рівність сили піннінга*

F_p і сили натягу вихрової лінії F_t . Вихрові кільця меншого радіуса будуть колапсувати, оскільки для них $F_t > F_p$. З результатів [94], [96] було отримано вираз для радіуса мейснеровської порожнини: $R_M(T) \sim [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}$.

В рамках використаної моделі радіус порожнини може істотно змінюватися тільки в області температур, близьких до T_c . Наскільки близько до критичної температури реалізується локальний нагрів, в даний момент сказати важко. У той же час прямі вимірювання в [97] середньої температури по об'ємному зразком (циліндр 30 мм в довжину і 10 мм в діаметрі) складають $T = 1$ К при температурі експерименту 1.8 К і $T = 2$ К при температурі 4.2 К. Локальний розігрів становить кілька градусів. Слід зазначити, що реальний діаметр мейснеровських порожнин повинен бути більше ширини чорних ліній, де $B_n = 0$. Експериментально такі безвихрові порожнини при квазістатичному проникненні поля спостерігалися в монокристалах YBaCuO [48], [49], [95], [96] і MgB₂.

Захоплення потоку в результаті намагнічування зразка в полі $H = 85$ мТл та після його виключення показано на рис. 4.8 (а). Магнітооптичні зображення отримані при $T = 3.66$ К. Фотографії (рис. 4.8(b-c)) показують розподіл потоку після включення поля протилежного напрямку $H = -17$ мТл і $H = -28.9$ мТл, відповідно. Яскрава інтенсивність на цих фотографіях відповідає більшому значенню величини індукції. Білими стрілками на рис. 4.8 вказано напрямок, уздовж якого проводився аналіз розподілу індукції магнітного поля. Фронт перемагнічування в кристалі, як видно на всіх фотографіях рис. 4.8, містить мейснеровські порожнини у вигляді чорної лінії по периметру кристала. Утворення мейснеровських порожнин в нульовому зовнішньому магнітному полі (рис. 4.8 (а)) відбувається за рахунок захоплення магнітного потоку і кінцевого розмагнічуючого фактора кристала. З ростом величини негативного поля мейснеровська порожнина рухається всередину кристала, і її ширина зменшується (рис. 4.9). При детальному розгляді поведінки індукції в районі мейснеровської порожнини (рис. 4.10 (b)) встановлено, що *величина похідної*

dB_n/dx в 2-3 рази більше, ніж в об'ємі кристала, яка визначається піннінгом. Це узгоджується з моделлю, представленою в [70], [96], в якій магнітний потік витісняється мейснеровською порожниною на периферію. Результат аналізу профілю нормальної компоненти магнітної індукції B_n в кристалі вздовж напрямку, зазначеного стрілкою на рис.4.8 (с) для поля $H = -28.9$ мТл показаний на рис. 4.10 (а).

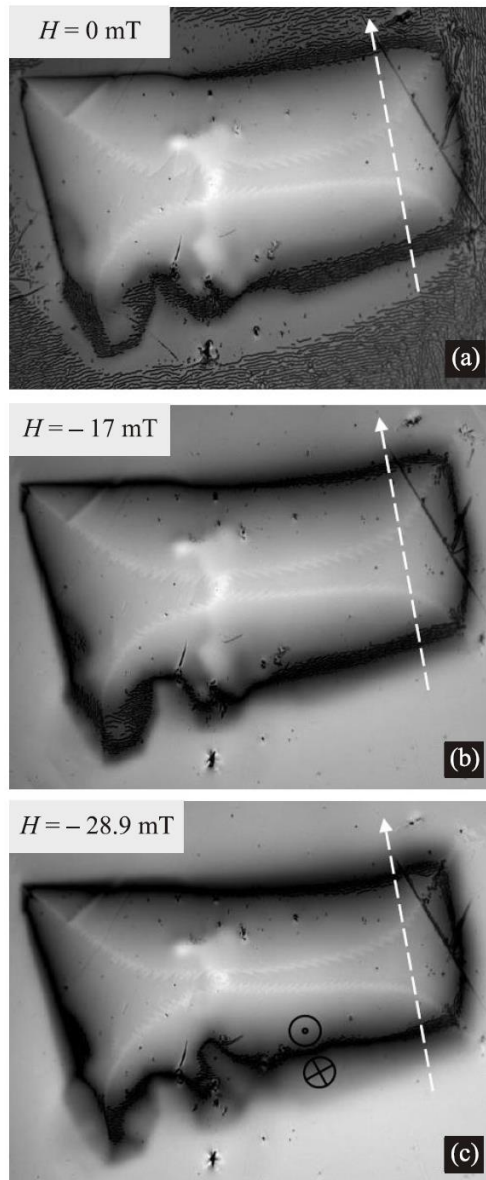


Рис. 4.8. Магнітооптичні зображення кристала MgB_2 (зразок *S1*) при $T = 3.66$ К в разі перемагнічування в негативних полях: а) $H = 0$ мТл; б) $H = -17$ мТл; в) $H = -28.9$ мТл. Межа між намагніченими вгору (\odot) і вниз (\otimes) областями, розташованими поблизу краю кристала (див. фотографію (с)).

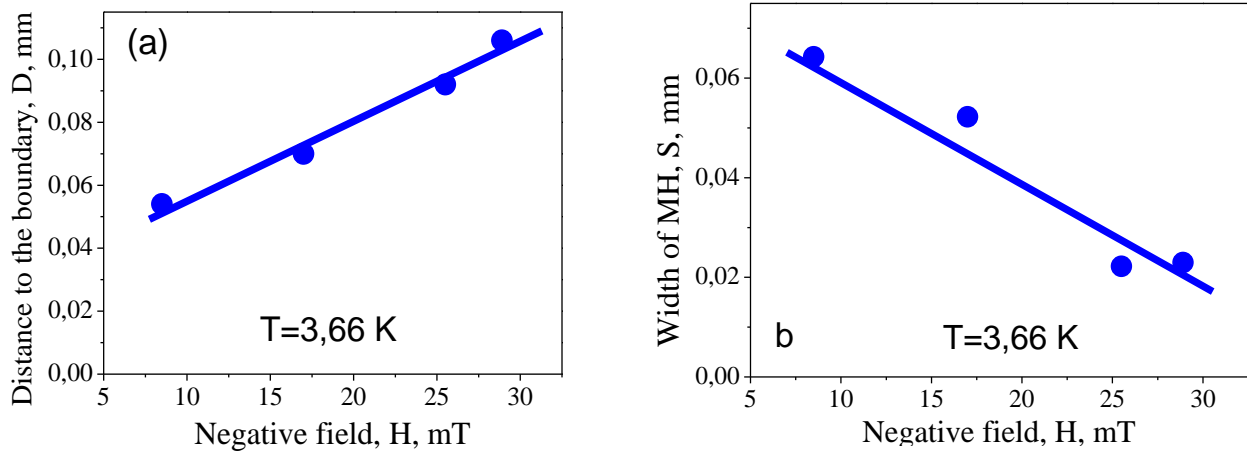


Рис. 4.9. Вплив збільшення негативного магнітного поля на зміщення мейснеровської порожнини всередину кристала (a), а також на змінювання ширини (b).

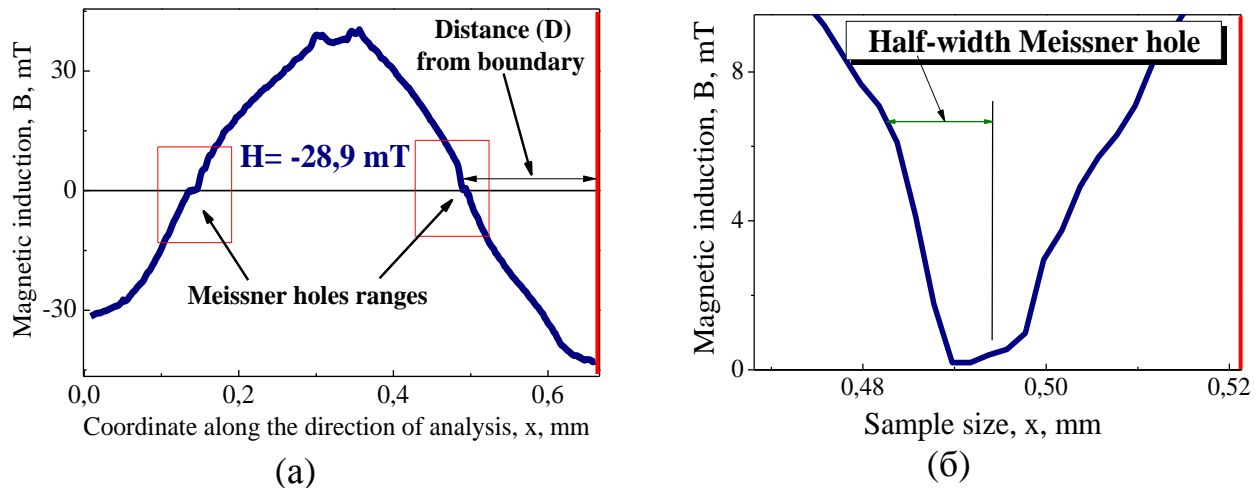


Рис. 4.10. а) профіль захопленого магнітного потоку в полі $H = 85$ мТл і подальшого перемагнічування до значення $H = -28.9$ мТл, $T = 3.6$ К; (б) абсолютне значення магнітної індукції у безпосередній близькості від мейснеровської порожнини (в правому квадраті (а)).

«Горіхоподібна» структура в кристалі (S2) MgB_2 на рис. 4.11 (а) сформована мейснеровськими порожнинами. Зображення отримане таким чином, що спочатку в ситуації ZFC зразок намагнічується вище поля повного проникнення H_p . Потім абсолютна величина зовнішнього поля зменшувалася наполовину зі зміною напрямку (знаку) поля. Цю процедуру повторювали кілька разів, зменшуючи таким способом поле до 17 мТл.

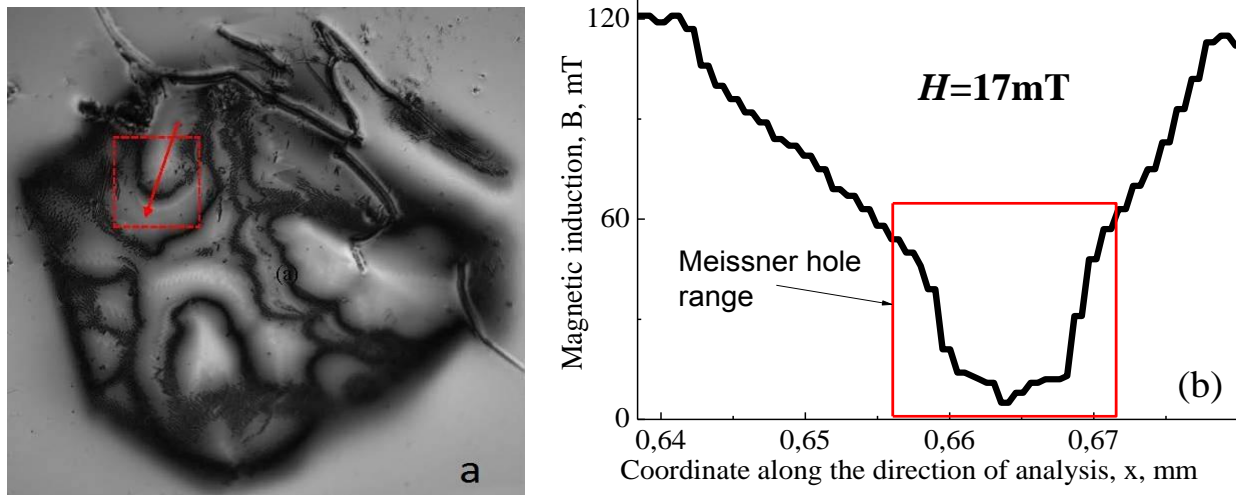


Рис. 4.11. (а) - «горіхоподібна» структура в кристалі MgB_2 (зразок $S2$), що утворена мейснеровськими порожнинами; $H = 17 \text{ mT}$; (б) - профіль магнітної індукції (абсолютне значення) уздовж лінії, зазначеної стрілкою на фотографії (а).

Подібна «горіхоподібна» структура спостерігалася у монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [94], [96]. Мейснеровські порожнини в таких структурах поділяють області (домени) з протилежним напрямком магнітного потоку. Структура індукції поблизу мейснеровської порожнини подібна до тієї, що спостерігалася на рис. 4.10 (б) (зразок $S1$) та рис. 4.11 (б) (зразок $S2$) – градієнт індукції в безпосередній її близькості зростає. Таким чином, на основі магнітооптичних досліджень кристала MgB_2 встановлено, що мейснеровські порожнини утворюються уздовж краю кристала в захопленому магнітному полі або на межі протилежно намагнічених областей, і зміщуються до центру кристала при збільшенні зовнішнього поля, як і в інших надпровідних матеріалах, що відповідає модельним уявленням [70], [96].

4.3. Модель перетворення критичного стану в режимі захоплення потоку

На підставі результатів аналізу лавинної динаміки потоку в режимі його захоплення побудовано схему динамічного перетворення критичного стану обмеженого надпровідника на основі моделі Біна (рис. 4.12). Верхній ряд (а) представляє МО фотографії стану надпровідних дисків в режимі захоплення

поток перед (ліва колонка, YBaCuO диск, [77]) та після лавини (права колонка, Nb диск [95]). Детальна інформація для зручності приведена в підписах під рисунком. Тут представлено схематичне зображення картини індукції і контурів струмів (б), профілі струмових контурів (в) і профілі розподілів індукції (г). Слід зазначити, що на схемі виходу потоку з «куполоподібної» структури (рис. 4.12 (б), права колонка) представлена тільки одна лавина, на відміну від реальної МО картини диска з кількома лавинами (рис. 4.12 (а)). Крім того, профілі струмових контурів (в) і профілі розподілів індукції (г) представлені вздовж перерізу $e-e$, що перетинає область «плями» потоку, що вийшов, а не вздовж центрального перерізу.

Основні зміни в класичній моделі критичного стану в результаті термомагнітної лавини при її виході (рис. 4.12, права колонка) містять виникнення в парамагнітній області надпровідника діамагнітних кругових струмів, що визначають локальну інверсію профілю магнітної індукції. При цьому ефективне поле на бічній поверхні обмеженого циліндра через зміни фактора розмагнічування змінюється стрибком $\Delta B_{j,eff,dmg}$, зменшуючись за абсолютною величиною як в режимі екранування, так і в режимі захоплення потоку. Цей стрибок індукції збуджує на бічній поверхні надпровідника струми J_{dmg} діамагнітного (рис. 4.12 (б), (в)) напрямку. І нарешті, на схемі (рис. 4.12 (г)) на межі областей надпровідника з різним напрямком намагнічування кружечками показані місця, де у відповідних умовах виникає анігіляція прилеглих пар вихор-антивихор, з утворенням мейснеровських порожнин [94].

Профіль індукції всередині лавинної плями має увігнуту (рис. 4.12 (г)) згладжену форму, що істотно відрізняється від лінійно залежної від координати «біновської» структури індукції. Згладжування біновської лінійної залежності індукції від координати відбувається в результаті неоднорідного по області лавини зменшення критичного струму через локальне підвищення температури внаслідок дисипативної динаміки магнітного потоку. Найнижче значення критичного струму відповідає приблизно центру лавинної плями. Як впливає з експерименту, максимальне (рис. 3.22 (г), правий) і мінімальне (рис. 4.12 (г),

правий) значення індукції в області лавини знаходяться вище і нижче ефективного поля на бічній поверхні надпровідника.

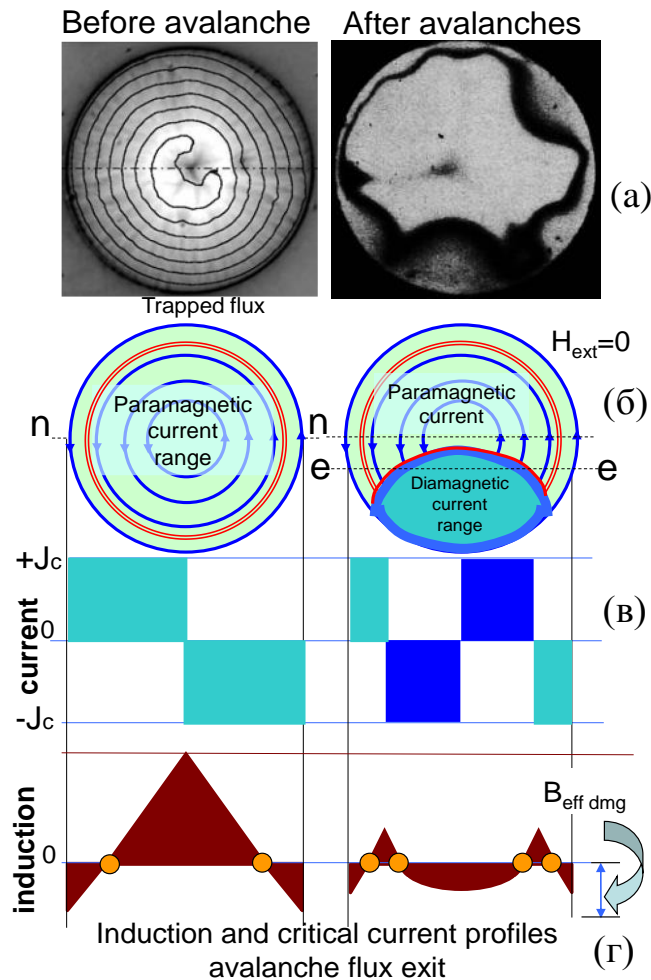


Рис. 4.12. Перетворення критичного стану в НП диску в результаті термомагнітних лавин в режимі захоплення потоку. Ліва колонка - стан перед лавиною, права - після неї. Рядок (а), ліворуч - МО картина «кулоподібної» структури захопленого потоку в $YBaCuO$ диску при 4.2 К в полі $\mu_0 H_{ext} = 47.2$ мТл після збільшення поля до величини 176 мТл (експеримент [77]); рядок (а), праворуч - МО картина із захопленим потоком у ніобієвому диску (товщина 1 мм, діаметр 13 мм) після виключення поля від величини H_{c2} , експеримент [95]; темні дуги на зображенні обмежують області потоку, що вийшов в процесі лавини. (б) - схема струмових контурів в диску, $H_{ext} = 0$; рядки (в), (г) - структура струмів і індукції відповідно в моделі Біна, ліва сторона - уздовж перерізу $n-n$ перед лавиною і права сторона - уздовж перерізу $e-e$ - після лавини.

При певних значеннях ці відмінності можуть становити 10-15% від величини зовнішнього поля H_{ext} далеко від надпровідника [62]. Подібні особливості спостерігалися і в плівках MgB_2 [99]. Тут вивчалися профілі індукції на краю плівки в області паска критичного стану і в корі дендритних лавин. Встановлено, що максимальне значення індукції в центрі кора дендрита перевищує не тільки значення зовнішнього поля, а й величину ефективного поля на краю плівки. Другою ознакою аналогічної поведінки дендритних лавин і звичайних лавин в об'ємних надпровідниках є те, що нахили профілю індукції поблизу краю плівки і на бічній поверхні дендрита практично збігаються.

Схема перетворень критичного стану жорсткого НП, яка зображена на рис. 4.12, містить тільки основні процеси та наслідки з них. Одним із наслідків є те, що в динаміці важливу роль відіграє ефективне поле на межі зразка, яке визначається величиною розмагнічуючого фактора.

Висновки до розділу 4

1. *Вперше виявлено та проаналізовано тонку структуру термомагнітних лавин виходу потоку в надпровідному монокристалічному диску V_3Si . Тонка структура складається з декількох сотень мікролавін. Встановлено, що величина потоку в мікролавінах знаходиться в діапазоні $\Delta\Phi_{\mu av} \sim (10^3-10^6)\Phi_0$, тобто, виходять порції потоку величиною 10^3-10^6 вихорів, а тривалість мікролавін становить від 5 до 50 мкс.*
2. *В об'ємному монокристалі MgB_2 із захопленим магнітним потоком вперше виявлені мейснеровські порожнини, які утворюються через ефект розмагнічування уздовж краю кристала по межі протилежно намагнічених областей. Мейснеровські порожнини зміщуються до центру кристала при збільшенні зовнішнього поля, що відповідає модельним уявленням. При знакозмінному перемагнічуванні в кристалі формується «горіхоподібна» структура індукції, що складається з доменів з протилежним напрямком намагнічування, розділених мейснеровськими порожнинами.*

3. Встановлено, що в кристалі MgB_2 критичний струм (градієнт магнітної індукції dB_n/dx) поблизу мейснеровської порожнини в 2-3 рази більше його значення в об'ємі кристала.
4. Виконаний аналіз картини індукції в результаті виключення зовнішнього поля, яке перевищує друге критичне, виявив утворення в Nb диску мейснеровських порожнин складної форми і змінної ширини. На форму і розміри цієї порожнини визначальну роль відіграє розподіл індукції магнітного поля і локальні неоднорідності температури, обумовлені термомагнітними лавинами виходу магнітного потоку. Показано, що ширина мейснеровської порожнини корелює з величиною магнітного потоку, що вийшов під час лавини, який визначає локальний розігрів надпровідника.
5. Результатом термомагнітної лавини при її виході є виникнення в парамагнітній області надпровідника діамагнітних кругових струмів, що визначають інверсію профілю магнітної індукції всередині області проникнення лавини. В рамках концепції Біна вперше запропоновано пояснення перетворення критичного стану обмеженого жорсткого надпровідника у результаті лавин для режиму захоплення магнітного потоку.
6. Побудовані гістограми розподілу мікролавін за величиною (кількість лавин, як функція величини увійшовшого потоку) для різних температур. Тонка структура лавини може характеризувати параметри центрів піннінга (розмір, кількість запіннінгованих вихорів і т.п.).

РОЗДІЛ 5

СТРУКТУРА ІНДУКЦІЇ КРИТИЧНОГО СТАНУ ЕКСТРУДОВАНОГО NbTi ТА ОСОБЛИВОСТІ ЕКРАНУВАННЯ

В останні десятиліття МО дослідження стають основним методом, що дозволяє в режимі реального часу досліджувати динаміку потоку на масштабах від окремих квантів потоку [100] до глобальних розподілів магнітної індукції з розділенням за часом ~ 100 пікосекунд [102]. Такі можливості стимулювали чимало нових експериментальних і теоретичних досліджень структури фронту потоку, що виникає, як в процесі плавного проникнення потоку, так і в процесі високошвидкісної динаміки розвитку нестійкості критичного стану, наприклад, в НП плівках [67], [68], [101]-[104]. Потік, що увійшов у зразок в процесі розвитку лавини, має форму дендритів, швидкість поширення фронту може досягати 160 км/с, що істотно перевищує швидкість звуку. Надшвидке поширення потоку, незважаючи на наявність висловлених гіпотез про причини такої його поведінки [67], як і раніше являє собою невирішену, складну проблему. Крім цього, є велика кількість публікацій, в якій розглядаються різні сценарії квазістатичного перерозподілу індукції магнітного поля в області проникнення. Наприклад, магнітна турбулентність [105], [106], грубі «шорсткості» фронту проникаючого потоку [107], [108], неоднорідність інтерфейсу потік-антіпотік [109], [110] і фронту потоку [111]. Всі ці дослідження разом з поясненнями ставлять багато нових питань, пов'язаних з нетривіальною динамікою магнітного потоку в НП. Експерименти останніх років свідчать про те, що різноманітність нових динамічних властивостей вихрової матерії в критичному стані тільки зростає.

Ще один цікавий результат стосується властивостей лавин дендритних форм. Методом МО візуалізації, виявлено явище заломлення траєкторії лавин потоку у вигляді дендритів на межі між відкритою ділянкою NbN плівки і покритою мідним шаром [112]. Тобто магнітний потік на межі двох середовищ проявляє хвильові властивості, характерні для променевої оптики. Цей

експеримент дає пряме експериментальне підтвердження того, що електромагнітні моди, що збуджуються в дендритних лавинах, підкоряються звичайним законам заломлення на межі розділу різних середовищ.

5.1. Структура магнітної індукції в NbTi диску в критичному стані: режими екранування і захоплення потоку

Для експериментального вивчення проникнення магнітного поля у надпровідний NbTi диск [113] була використана магнітооптична методика (див. розділ 2). Як раніше зазначалося, з її допомогою візуалізується картина розподілу індукції по надпровіднику, поміщеному в магнітне поле. Експериментальна техніка реєстрації магнітооптичних зображень індукції на поверхні надпровідника дозволяє отримувати високі розділення в просторі і в часі. Аналіз цієї структури дає можливість виявити самоорганізовану критичність вихрової динаміки [113] і виявити стохастичні стрибки в'язок магнітного потоку, які утворюють грубі нерівності проникаючого фронту магнітного потоку [107], [108]. Результати експериментів з вивчення кінетики «шорсткості» фронту у ВТНП плівках наведені в [107]. Застосовуючи скейлінговий аналіз, автори показали, що спостерігаються два режими: на малих масштабах довжин або коротких часових масштабах, де домінує статистичний безлад і де шорсткість і показники (експоненти) зростання відповідають перколяційно спрямованій моделі де-піннінга. На великих просторово-часових масштабах домінує стохастичний часовий шум і показники тут більше відповідають моделі Kardar-Parisi-Zhang [115].

Модельні уявлення про шорсткість фронту розглянуті у [116]. Було висловлено припущення, що поступовий термоактивованій де-піннінг, наприклад, одиночної вихрової лінії у надпровіднику з випадково розподіленими слабкими центрами піннінга може призводити до збільшення шорсткості фронту проникаючого потоку. Важливу роль у формуванні шорсткості можуть грати також стохастичні стрибки вихорів або зв'язок вихорів, які перебувають на центрах піннінга.

Складна структура шорсткого профілю потоку, що проникає, яку ми виявили у ніобій титановому надпровіднику, може впливати на стійкість цього фронту, змінюючи відомий критерій стійкості критичного стану жорсткого надпровідника, отриманий для плоского профілю індукції [31]. Більш того, таке дуже неоднорідне проникнення пояснило проблему одночасного існування «прозорості» стінки надпровідного екрану для зовнішнього магнітного поля та існування термомагнітних лавин (розділ 5.2), що спостерігається в багатьох надпровідниках.

5.1.1. Аналіз структури фронту магнітного потоку в NbTi диску

Проаналізовано проникнення магнітного потоку в надпровідний NbTi - 50% диск діаметром 12 мм і товщиною 0.1 мм при перемагнічуванні у магнітному полі до 600 Гс. Магнітне поле було прикладено перпендикулярно до поверхні диска. Крок за кроком змінювали зовнішнє магнітне поле і фотографували структуру індукції.

На рис. 5.1 (а) представлена структура індукції для різних значень зовнішнього поля $B_z = 150, 200, 300$ і 400 Гс при температурі $T = 5.9$ К. Поверхня індукції в надпровідному NbTi диску, як впливає з рис. 5.1 (а), має складну тривимірну структуру схожу на гірський хребет. Лінією на фотографіях представлений фронт потоку, що представляє собою сильно порізану межу між критичним і мейснеровським ($B = 0$) станами. Проводилися дослідження, як змінюється структура цієї межі, заданої залежністю $y(x)$, і визначили параметр шорсткості α [117]. Тут y і x - дві ортогональні координати на фотографіях розподілу індукції у надпровіднику (рис. 5.1(а)). Фур'є-перетворення кривих профілю границі потоку $y(x)$, виконане за допомогою програми «Origin», дало можливість отримання спектральної функції $S(\kappa)$. Щоб знайти параметр шорсткості цього профілю кривої, який визначається як $\alpha = \log S(\kappa) / \log(\kappa)$, була побудована залежність спектральної функції $S(\kappa)$ в логарифмічних координатах (рис. 5.1 (б)). Для поля величиною в 200 Гс показаний приклад такої залежності. Як і в ніобії [117] вона має ступіневий

характер (рис. 5.1 (b)). Хороша апроксимація прямою лінією дозволяє визначити параметр шорсткості α .

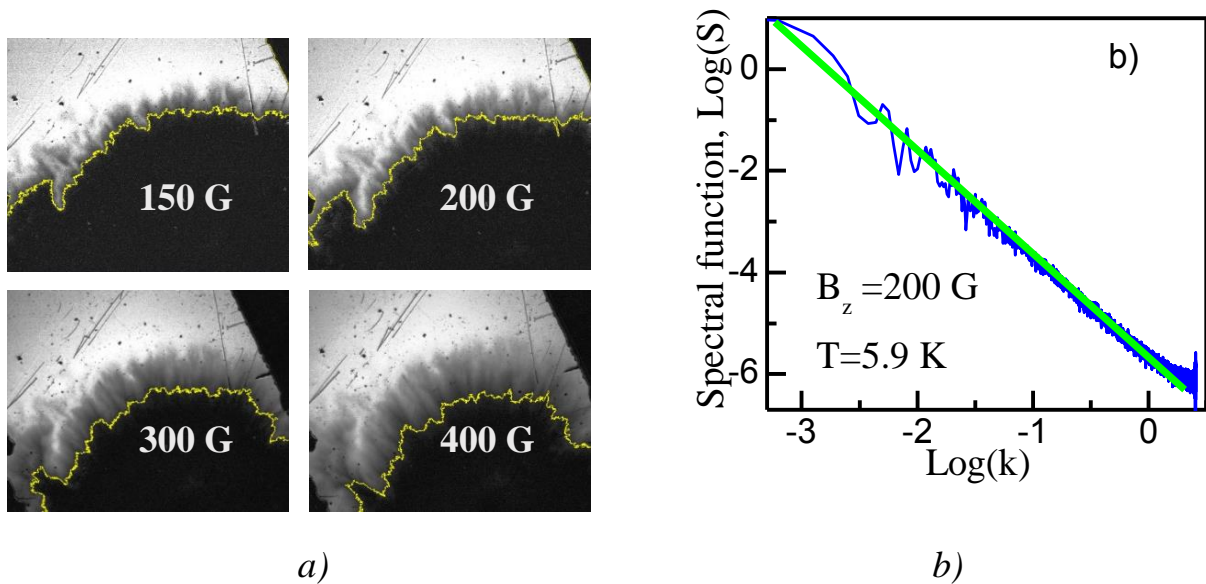


Рис. 5.1. а) структура проникаючого потоку для різних значень зовнішнього поля $B_z = 150, 200, 300$ і 400 Гс при температурі $T = 5.9$ К; на фотографіях представлена лінія, що демонструє форму профілю потоку на його фронті; б) спектральна функція $S(k)$ побудована для 200 Гс в логарифмічних координатах, з якої було знайдено параметр шорсткості $\alpha = \log S(k) / \log(k)$;

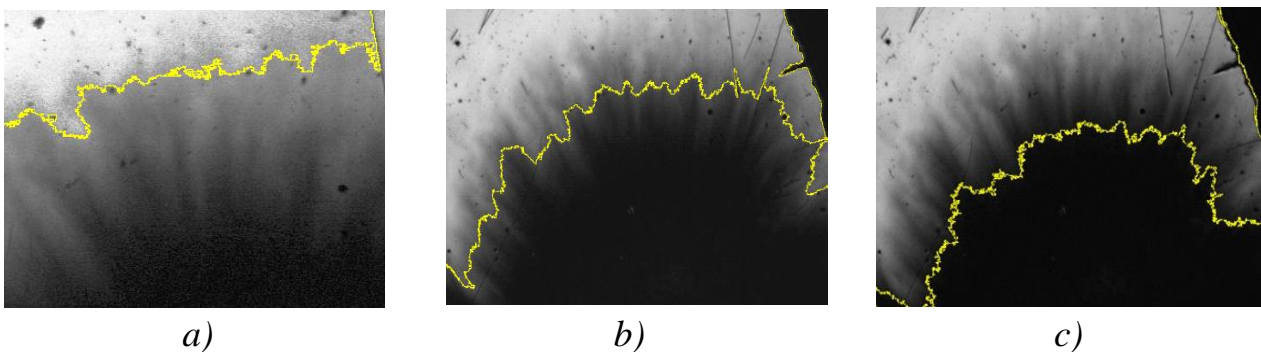


Рис. 5.2. Магнітооптичні зображення проникнення потоку в магнітному полі $H=400$ Гс в NbTi-диску і профілі індукції, показані лінією, на різних рівнях B_z : а) 350 Гс, б) 200 Гс, с) 50 Гс.

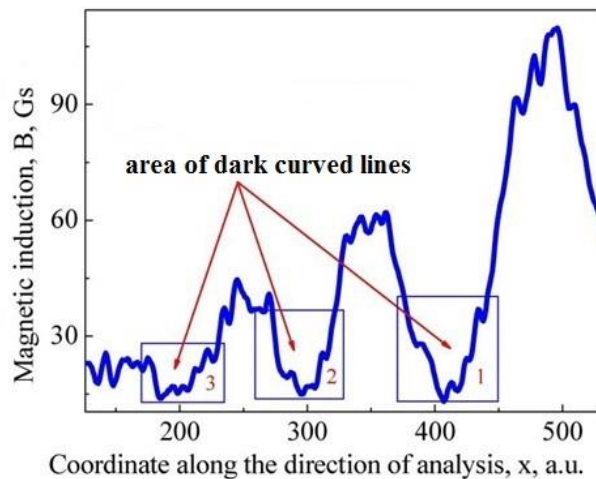
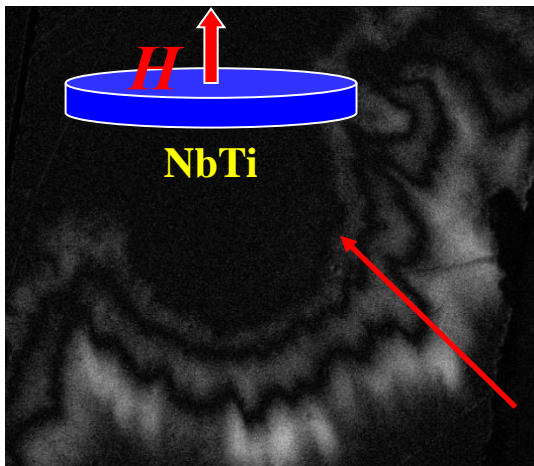
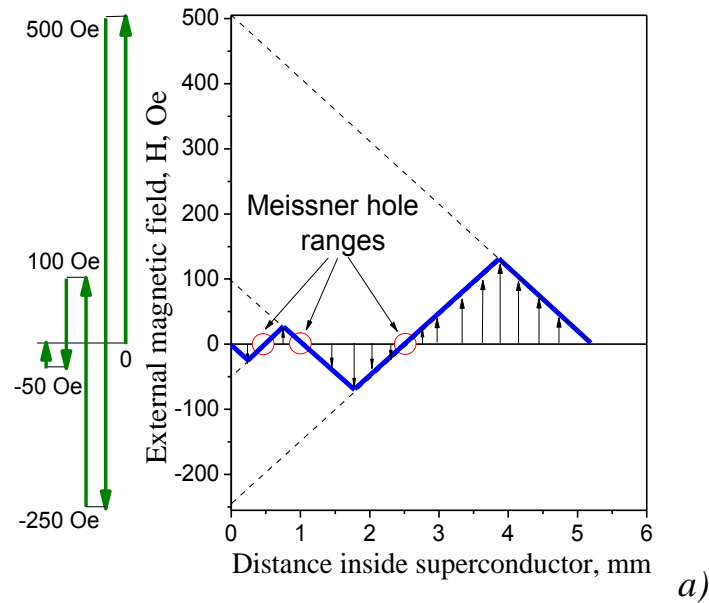
Застосовуючи подібну процедуру для аналізу структури фронту потоку на границі мейснеровського стану для різних величин полів, а також для фіксованого поля, але на різних рівнях індукції (рис.5.2), було встановлено, що

значення параметра шорсткості у дослідженому діапазоні полів (0 - 500 Гс) і знаходяться в діапазоні 0.47-0.54. Ця величина близька до значення параметра шорсткості, що спостерігається в подібних умовах у ніобії [117].

5.1.2 Аналіз структури магнітної індукції в NbTi диску в режимі захоплення потоку

Перемагнічування зразка дозволило сформувати «горіхоподібну» доменну структуру в YBaCuO [96] і в MgB₂ (рис. 4.11, розділ 4) з ділянками захопленого потоку, які мають намагніченість протилежного напрямку (структуру), та виявити мейснеровські порожнини. Подібний експеримент був проведений і на NbTi диску при температурі $T = 6.9$ К.

Перемагнічування надпровідника зі зменшенням приблизно вдвічі величини поля і зміною його напрямку проводилося за схемою, зображеною на рис. 5.4 (а): 0 Гс → 500 Гс → -250 Гс → 100 Гс → -50 Гс → 0 Гс. На останньому етапі після зменшення поля до нуля проводилося фотографування картини індукції, яка представлена на рис. 5.4 (б). Чергування білих і чорних смуг (відповідно до застосованої в цьому експерименті МО методики) відповідає ділянкам з протилежним напрямком захопленого потоку. Мета цього експерименту полягала в спробі побачити на низькотемпературному надпровіднику мейснеровські порожнини, які повинні розташовуватися уздовж доменної межі. На рис 5.4 (с) показаний профіль магнітної індукції в напрямку, показаному стрілкою на рис. 5.4 (б). Грубі шорсткості фронту в NbTi призводять до «шумоподібної» кривої і ускладнюють пошук зламів, подібних до тих, які спостерігалися у MgB₂ в області кристала, де утворювалися мейснеровські порожнини. На жаль, ідентифікувати ці порожнини в доступному для дослідження діапазоні температур не вдалося. Можливо, не вистачає роздільної здатності, а може необхідно розширити діапазон температур, чого в рамках цієї експериментальної конструкції не вдається реалізувати. У той же час, смугова структура доменів з грубими нерівностями границь тут проявляється в повній мірі.



b)

c)

Рис. 5.4. а) схема переманічування надпровідного NbTi диска зі зменшуючою амплітудою і зміною напрямку поля при кожному кроці: 0 Гс > 500 Гс; > -250 Гс; > 100 Гс; > -50 Гс; > 0 Гс. б) картина захоплення магнітного потоку в NbTi диску за схемою, показаною на рис. а) $T = 6.9$ К, $H = 0$ Гс; в) профіль магнітної індукції вздовж стрілки (б).

5.2. Нестійкості критичного стану порожнистого товстостінного NbTi циліндра

Як підкреслено у вступі, дослідження можливостей екранування має багату історію [54], [118], [119]. Але ряд важливіших питань залишився відкритим: наприклад, чому в області прозорості стінок екрану спостерігаються

термомагнітні лавини, та тривають в області полів, де з точки зору модельних уявлень [31] їх бути не повинно. У наступному розділі реалізовано комплексний підхід до вивчення явища проникнення поля в надпровідний екран. Він дозволяє встановити нові особливості явища та виявити фізичні причини такої поведінки надпровідних екранів.

5.2.1. Експериментальні результати

У роботі використана методика індукційних досліджень екстремальної динаміки вихрової структури і датчики Холла для реєстрації проникнення поля всередину надпровідного екрана і досліджень петель перемагнічування екрану.

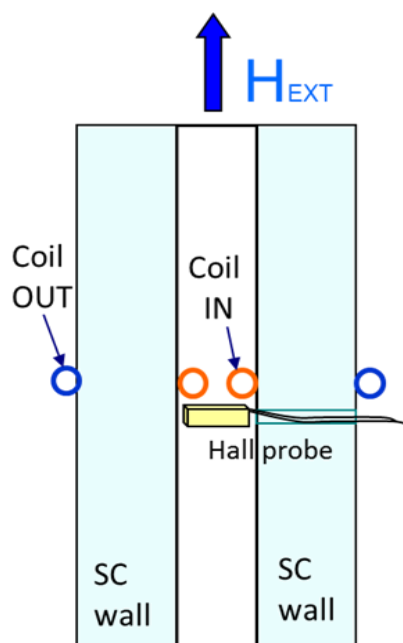


Рис. 5.5. Схема вертикального розрізу надпровідного NbTi екрану, що демонструє розташування вимірювальних котушок і датчика Холла для дослідження динамічних процесів і польової залежності індукції $B(H)$.

Індукційними датчиками досліджені явища, пов'язані з входженням магнітного потоку в порожнистий циліндр (екран), внаслідок термомагнітних нестійкостей. У всьому діапазоні (0-9 Тл) магнітних полів, де виникають лавини, проаналізована структура лавин магнітного потоку, залежність величини магнітного потоку $\Phi(t)$, що увійшов у зразок, від поля і температури, з'ясована роль магнітної передісторії, включаючи роль змінного за величиною і

напрямок магнітного поля. Схема розташування індуктивних датчиків і датчика Холла показана на рис. 5.5.

Розглянемо просторові і часові характеристики проникнення магнітного потоку в порожнисті циліндри (екрани) з жорстких надпровідників другого роду в процесі розвитку термомагнітних лавин. В експерименті зовнішнє магнітне поле прикладалося уздовж осі трубки, поле в її центрі вимірювалося за допомогою датчика Холла. Локальний магнітний момент зразка визначався індуктованим критичним струмом в стінці трубки.

5.2.2. Роль структури індукції критичного стану. Структура стрибків магнітного потоку в екрані

Різні котушки, розташовані на циліндрі і всередині нього, як зазначено вище, вимірювали поле в стінках циліндра і в його порожнині (інтегральний метод). Типова петля гістерезису намагніченості, отримана цим методом при температурі 4.2 К в NbTi екрані представлена на рис. 5.6. Гігантські скачки потоку супроводжують процес перемагнічування. Дещо незвичайним є завершення області нестійкості: на завершальному етапі спостерігається велика кількість дрібних лавин потоку. Таким же чином починається область нестійкості *в режимі захоплення* потоку (другий квадрант). На рис. 5.6 навколо петлі гістерезису показана структура імпульсів напруги $U(t) = -d\Phi/dt$ з котушки індуктивності при змінах повного магнітного потоку в екрані в процесі розвитку стрибків потоку. Добре видно, що найбільш складну структуру мають лавини, що виникають в області перемагнічування, коли поле змінює знак, що *обумовлено впливом магнітної передісторії, коли присутній потік й антипотік*. При цьому можливі процеси анігіляції при виникненні термомагнітних лавин. Для однієї з лавин на рис. 5.7 показаний процес входження потоку в надпровідник та в отвір екрану. Рисунок демонструє проінтегровані сигнали, що визначають величину магнітного потоку, що увійшов у зразок. На ньому (основний рис. 5.7) зображено залежність від часу величини магнітного потоку, що перетинає зовнішню і внутрішню стінки

екрану, виміряного котушками, розташованими відповідно на зовнішній поверхні і в порожнині екрану.

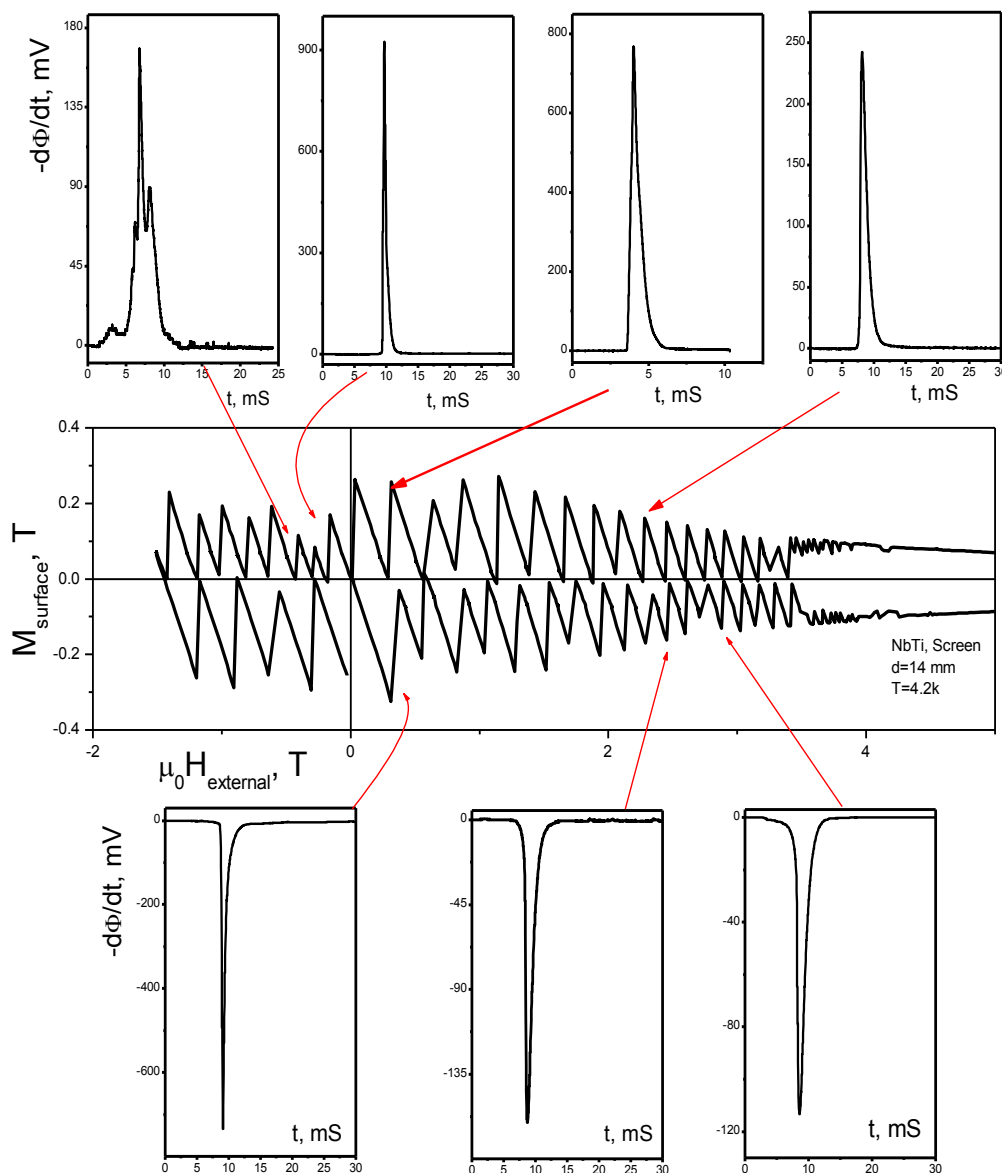


Рис. 5.6. Петля гістерезису намагніченості і сигнали імпульсів напруги $U(t) = -d\Phi/dt$ з вимірювальної котушки на зразку при змінах повного магнітного потоку в екрані в процесі послідовних стрибків потоку при $T = 4.2\text{K}$; NbTi (зовнішній діаметр $D = 14$ мм, діаметр отвору $d = 5$ мм).

Видно, що при магнітній пробі стінки екрану лавиною, різко збільшується магнітний потік через зовнішню стінку надпровідника. З результатів, представлених на вставці випливає, що величина потоку, що увійшов до екрануючої порожнини, значно менше (в 4 рази), ніж величина

потіку, що увійшов у стінки екрану. Вимірювання часу, за який потік перетинає стінку екрану, дозволяє обчислити швидкість фронту. Вона становить ~ 20 м/сек. Це за масштабами відповідає величинам, характерним для низькотемпературних надпровідників.

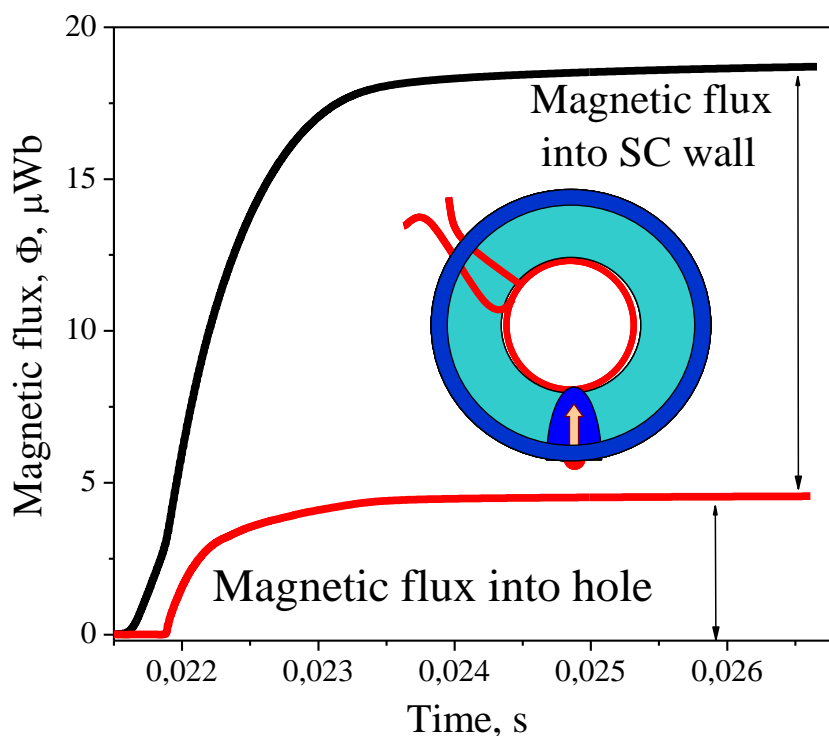


Рис. 5.7 «Залежність від часу» магнітного потоку, що перетинає зовнішню і внутрішню стінки екрану $H=0.66$ Тл, $T=4.2$ К.

Швидкість поширення лавини вздовж напрямку магнітного поля на порядок вище. Співвідношення швидкостей поширення лавини уздовж двох ортогональних напрямків може допомогти при побудові тривимірної картини фронту лавинної динаміки.

5.2.3. Екрануючі властивості товстостінних екранів. «Аномальна» нестійкість критичного стану

Відповідно до рис. 5.8, при температурі 2 К в міру збільшення від нуля зовнішнього магнітного поля, надпровідний екран ідеально екранує аж до першого стрибка магнітного потоку (першої лавини). Тобто маємо горизонтальну пряму лінію на залежності індукції від зовнішнього магнітного

поля $B(H)$. Потім, в результаті лавини, настає термомагнітний пробій стінки екрану, і потік входить всередину (рис. 5.7).

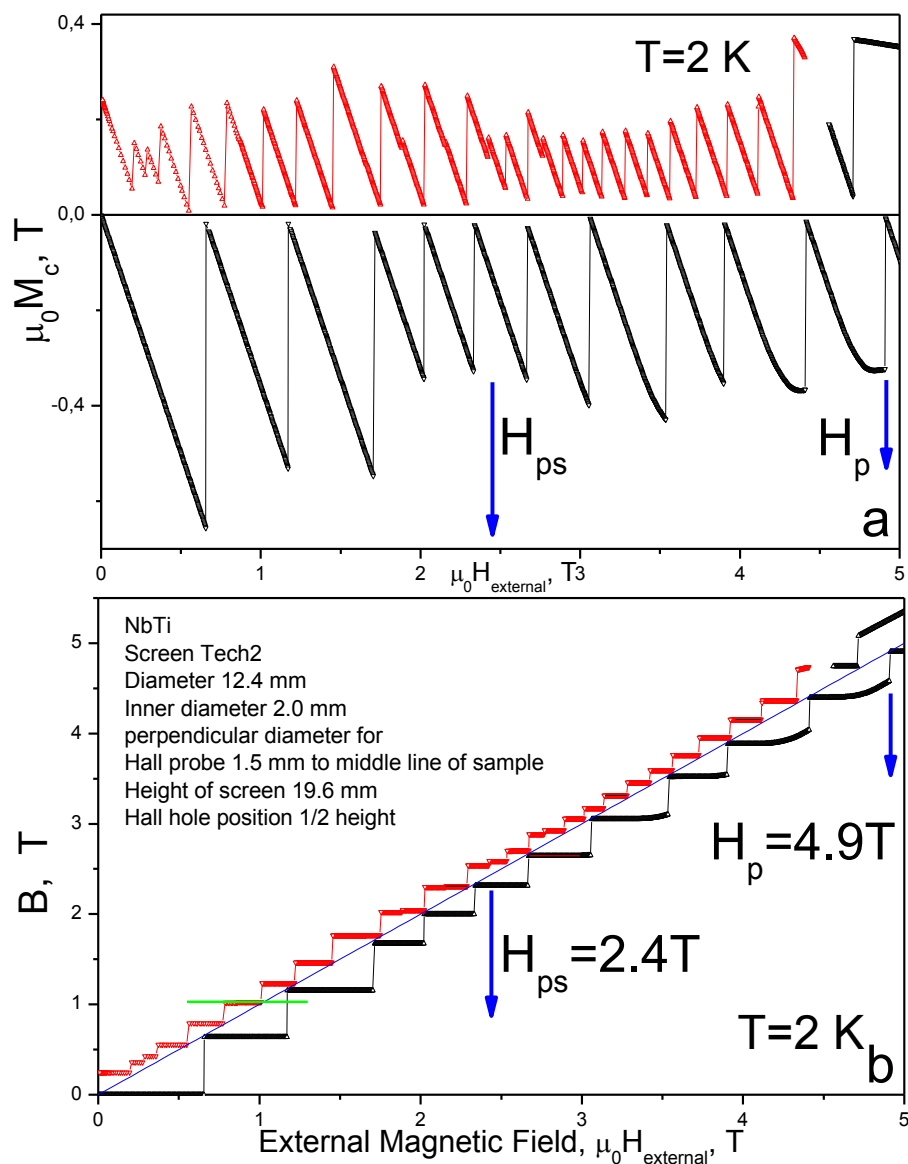


Рис. 5.8. а) петля гістерезису намагніченості; б) поле в центрі циліндричної порожнини як функція зовнішнього магнітного поля; NbTi (зовнішній діаметр $D = 14$ мм, діаметр отвору $d = 2$ мм), $T = 2$ К.

Локальний нагрів стінки в результаті лавинної динаміки потоку швидко зникає, і надпровідне екранування відновлюється і зберігається при подальшому збільшенні поля аж до виникнення другої лавини потоку. Після другого стрибка ідеальне екранування відновлюється. Така поведінка надпровідного екрана з товстими стінками відповідає теоретичним уявленням

Wipf [31] і має спостерігатися аж до поля повного проникнення H_p , при якому стінка стає прозорою для зовнішнього магнітного поля. У той же час, як показує експеримент, прозорість стінки починається в середній частині області нестійкості, в магнітному полі H_{ps} .

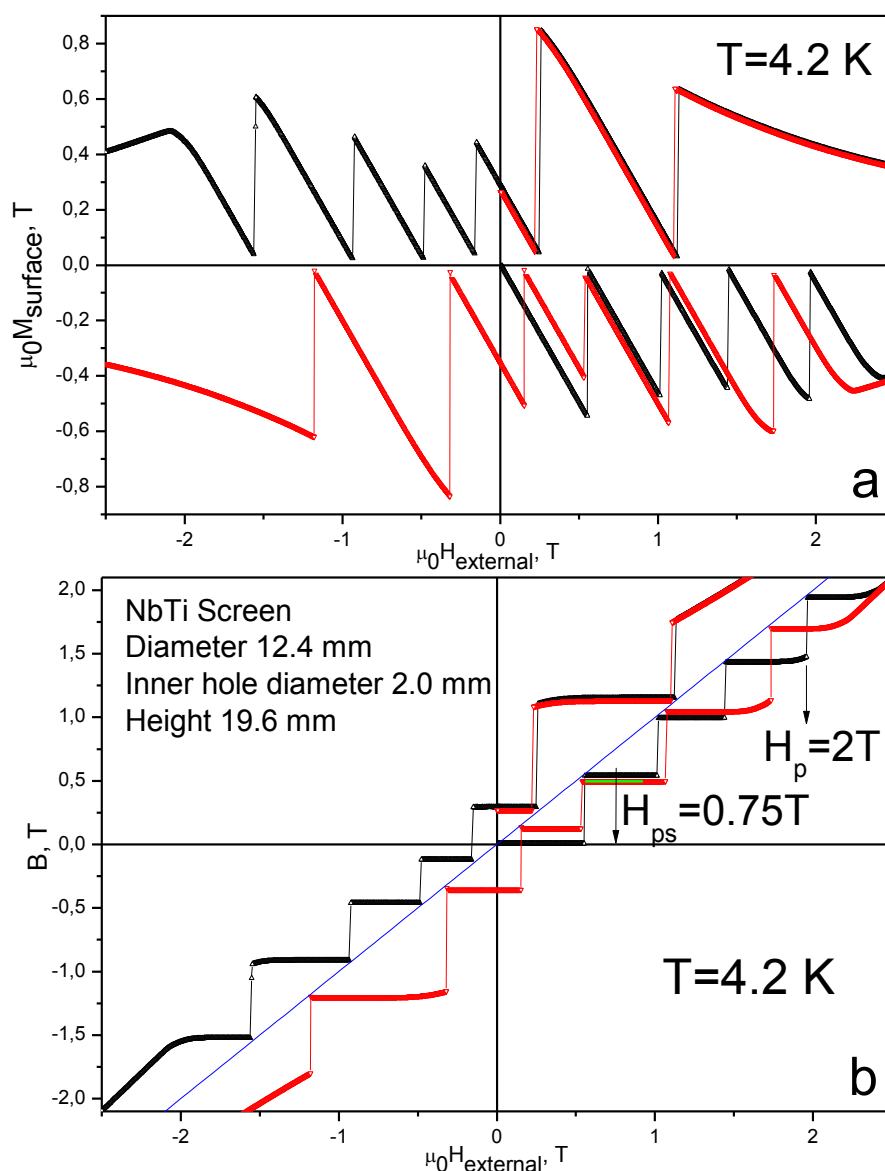


Рис. 5.9. а) петля гістерезису намагніченості; б) поле в центрі циліндричної порожнини як функція зовнішнього магнітного поля; NbTi (зовнішній діаметр $D = 14$ мм, діаметр отвору $d = 2$ мм, $T = 4.2$ К).

При цьому значенні поля індукція всередині екрана починає повільно зростати. Незважаючи на таку прозорість в області $H > H_{ps}$ спостерігається п'ять лавин магнітного потоку, чого бути не повинно в рамках модельних уявлень

[31]. Причому, на четвертій лавині вже чітко видно макроскопічне протікання стінок екрана. Подібна поведінка властивостей надпровідного екрана спостерігається і в разі захоплення магнітного потоку стінками трубки при зменшенні зовнішнього магнітного поля. Вихід потоку (витікання) спостерігається набагато раніше, ніж реально стінки стають прозорими. При збільшенні температури до 4.2 К зазначені вище особливості екрануючих властивостей зберігаються. Результати представлені на рис. 5.9.

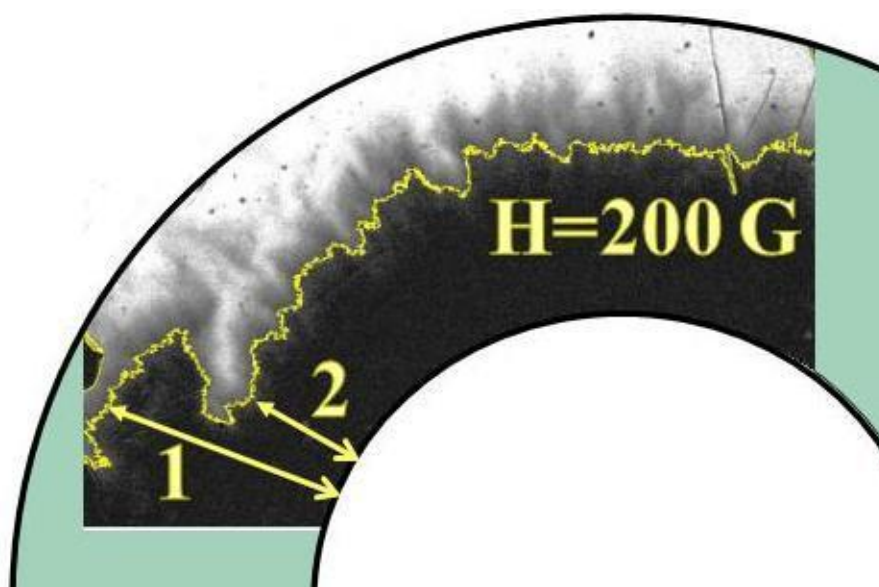


Рис. 5.10. Реальна картина проникаючого потоку у стінці екрану з неоднорідною глибиною проникнення. Така структура демонструє наявність місць, де потік досягне отвора (ділянка «2»), забезпечивши прозорість стінки, а також інших ділянок, де зберігаються локально місця (ділянка «1») для розвитку нестійкості критичного стану (термомагнітної лавини).

Другим дивним фактом експерименту при температурі 2К є співвідношення кількості лавин при збільшенні поля (*режим екранування*) і при його зменшенні (*режим захоплення*). Кількість лавин, які спостерігаються в зростаючому полі вдвічі менша, ніж в спадаючому. Це, мабуть, обумовлено меншою величиною потоку, що виходить в режимі його захоплення. Для суцільного циліндра кількість лавин при вході і виході магнітного потоку зберігається.

До числа можливих причин, що призводять до передчасної прозорості стінок екрану, може бути віднесено виникнення в результаті лавин локальних областей зі зниженими струмопровідними, а отже, і екрануючими, властивостями.

Аналіз магнітооптичних даних показав, що потік, який увійшов під час лавини, може займати значні за розміром області колишнього мейснеровського стану. У цих областях фактично реалізується змішаний стан з індукцією магнітного поля, яка практично збігається з індукцією магнітного поля, в якому відбувалася нестійкість.

Як видно з рис. 5.8 - це величини порядку 0.5 Т. Ці поля можуть локально знижувати критичний струм. Подібні радіальні області в екрануючих стінках можуть бути тими слабо екрануючими (протікаючими) містками, що забезпечують передчасне зростання індукції всередині екрану. Висловлені припущення вимагають додаткового аналізу і чисельних оцінок. Дослідження структури потоку, який проникає в NbTi диск (розділ 5.1) дозволяє пояснити виникнення лавин в області «прозорості» стінок екрану через виступи індукції, які виникають в результаті сильно неоднорідного проникнення поля в надпровідник.

Висновки до розділу 5

1. Магнітооптичні дослідження явища проникнення магнітного поля у надпровідний NbTi диск, вирізаний з екструдованого матеріалу, дозволили встановити наступне:
 - i. Динаміка вихрової структури призводить до утворення сильно порізаної «фракталоподібної» форми границі області проникнення магнітного поля, рельєф якої являє собою деяку подобу «гірської» структури. Спектральний аналіз форми лінії фронту потоку на границі мейснеровського стану у дослідженому діапазоні полів дозволив оцінити *параметр шорсткості*. Його величина знаходиться у діапазоні

0.47÷0.54. Величина параметра шорсткості близька до його значення у ніобії.

- ii. Складна, грубо порізана межа між доменами, що мають протилежний напрямок намагніченості у NbTi (рис. 5.4), не дозволяє з достатньою точністю проаналізувати розподіл індукції магнітного поля, щоб виявити можливе замикання вихорів і антивихорів з утворенням *мейснеровських порожнин*.

2. За результатами дослідження товстостінного екрану з NbTi можна зробити наступні висновки:

- i. Експеримент показує, що прозорість стінки починається набагато раніше (в полі H_{ps}), ніж досягається поле повного проникнення, при цьому індукція всередині екрану починає повільно зростати. Незважаючи на таку очевидну прозорість, спостерігається додатково п'ять лавин магнітного потоку в протиріччя модельним уявленням *Wipf* [31]. Причому, на четвертій лавині вже чітко видно макроскопическое протікання стінок екрану. Дослідження структури проникаючого потоку в NbTi диск (розділ 5.1) дозволяє пояснити «прозорість» стінок екрану неоднорідністю фронту індукції (ділянка «2», рис. 5.10), яка виникає в результаті стрибкової динаміки зв'язок вихорів. Одночасно будуть присутні області, де фронт не досяг отвору (ділянка «1», рис. 5.10.) й в цих місцях виникає нестійкість критичного стану екранів.
- ii. За допомогою вимірювань часу, за яке потік перетинає стінку екрану, була обчислена швидкість фронту. Вона становить ~ 20 м/сек. Це за масштабами відповідає величинам, характерним для низькотемпературних надпровідників.
- iii. Кількість лавин, які спостерігаються в екрані в зростаючому полі (*режим екранування*) вдвічі менше, ніж в спадному (*режим захоплення*). Це може бути пов'язано з роллю захопленого потоку

всередині отвору, розмагнічуючим фактором або іншою причиною, яка визначає зниження стійкості критичного стану в режимі захоплення потоку.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

В дисертації встановлені особливості динамічного перетворення магнітної та токової структури критичного стану обмежених жорстких надпровідників під дією термомагнітних лавин для двох режимів - екранування і захоплення потоку.

За результатами проведених досліджень можна зробити такі основні висновки:

1. Встановлено, що динамічний критичний струм в області фронту лавини, залишається практично постійним в процесі руху лавини і на 10-20% перевищує квазістатичний критичний струм, характерний для критичного стану надпровідників.
2. Виявлено, що ефективне поле поблизу бокової поверхні обмеженого NbTi надпровідника зменшується стрибком при виникненні лавини потоку. Таке динамічне зменшення ефективного поля на бічній поверхні призводить до утворення парамагнітних (діамагнітних) струмів для режиму екранування (захоплення потоку).
3. Пояснено складну зміну розподілу магнітної індукції в області проникнення магнітного поля при однорідному і неоднорідному входженню магнітного потоку. В однорідному випадку куполоподібна форма розподілу індукції магнітного поля формується круговим критичним струмом. Область, зайнята магнітним полем, що виникає в «пальцеподібних» структурах уздовж межі області лавини, виникає внаслідок неоднорідного входження магнітного потоку.
4. Виявлено та проаналізовано тонку структуру термомагнітних лавин виходу потоку в надпровідному монокристалічному диску V_3Si . Тонка структура складається з декількох сотень мікролавін. Побудовано гістограми розподілу мікролавін за величиною (кількість лавин, як функція величини потоку, що увійшов у зразок) для різних температур. Тонка структура лавини

може характеризувати параметри центрів піннінга (розмір, кількість запіннігованих вихорів і т.п.).

5. В об'ємному монокристалі MgB_2 виявлені мейснеровські порожнини, які утворюються через ефект розмагнічування уздовж краю кристала по межі протилежно намагнічених областей. Встановлено, що в кристалі MgB_2 критичний струм (градієнт магнітної індукції dB_n/dx) поблизу мейснеровської порожнини в 2-3 рази більше його значення в об'ємі кристалу.

6. Результатом термомагнітної лавини при її вході (виході) є виникнення в діамагнітній (парамагнітній) області надпровідника парамагнітних (діамагнітних) кругових струмів, що визначають інверсію профілю магнітної індукції всередині області проникнення лавини. В рамках концепції Біна побудована схема перетворення критичного стану обмеженого жорсткого надпровідника в результаті лавин магнітного потоку для режимів екранування і захоплення магнітного потоку.

7. Динаміка вихрової структури у надпровідному NbTi диску з екструдованого матеріалу призводить до утворення сильно порізаної форми границі області проникнення магнітного поля. Аналіз форми лінії фронту потоку на границі мейснеровського стану дозволив оцінити параметр шорсткості. З'ясовано, що грубо неоднорідний фронт індукції пояснює одночасну «прозорість» стінок надпровідного екрану та нестійкість її критичного стану.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- [1] Л.В. Шубников, В.И. Хоткевич, Ю.Д. Шепелев, Ю.И. Рябинин, ЖЭТФ. **7**, 221 (1937).
- [2] D.Mulier, M.Kehlenbeck, W.Schaper and H.C.Freyhardt. Supercond. Sci. Technol. **4**, 3365 (1991).
- [3] T. Takeuchi, Y. Iijima, K. Inoue. Appl. Phys. Lett. **52**, (20) 1724 (1988).
- [4] T. Takeuchi, Y. Iijima, K. Inoue, H. Wada, B. ten Haken H. H. J. ten Kate, K. Fukuda, G. Iwaki, S. Sakai, and H. Moriai. Appl. Phys. Lett.. **71**, 122 (1997).
- [5] T. Kuroda, Y. Murakami, K. Itoh, M. Yuyama, H. Wada and D. Mao. Cryogenics. **38**, 785 N 8 (1998).
- [6] D.Мao, K.Itoh, T.Kuroda, M.Yuyama, H.Wada, Y. Murakami. Physica C. **301**, 272 (1988).
- [7] Y. Yamada, N. Ayai, A. Mikumo, M. Ito, K. Hayashi, K. Takahashi, K. Sato, N. Koizumi, T. Ando, K. Matsui, M. Sugimoto, H. Tsuji, K. Okuno. Cryogenics. **39**, 115 (1999).
- [8] А.А. Абрикосов. ЖЭТФ. **32**, 1442 (1957).
- [9] Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин. УФН. **116**, 413 (1975).
- [10] M. Tinkham. Phys. Rev. Lett. **13**, 804 (1964).
- [11] Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R.Strnad. Rev. Mod. Phys. **36**, 43 (1964).
- [12] A.R.Strnad, C.F.Hempstead, Y.B.Kim. Phys. Rev. Lett. **13**, 794 (1964).
- [13] Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strnad. Phys. Rev. **139**, A1163 (1965).

- [14] L. D. Cooley, P. D. Jablonski, P. J. Lee, D. C. Larbalestier, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2984 (1991).
- [15] P.J. Lee, J.C. McKinnell, D.C. Larbalestier, *Advances in Cryogenic Engineering.* **40**, 725(1994).
- [16] R. W. Heussner, C. Bormio Nunes, P.J. Lee and D. C. Larbalestier, P. D. Jablonski, *J. Appl. Phys.* **80**, 1640 (1996).
- [17] R. Heussner, C.B. Nunes, L.D. Cooley, D.C. Larbalestier, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1142 (1997).
- [18] M.T. Naus, R.W. Heussner, A.A. Squitieri, D.C. Larbalestier. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1122 (1997).
- [19] L.D. Cooley, L.R. Motowidlo. *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 135 (1999).
- [20] O.V. Chernyi, N.F. Andrievskaya, V.O. Ilicheva, G.E. Storozhilov, P.J. Lee, A.A. Squitieri. *Adv. Cryog. Engineering.* **48**, 883 (2002).
- [21] C. B. Nunes, R. W. Heussner, D. C. Larbalestier. *J. Appl. Phys.* **80**, 1647 (1996).
- [22] C. Meingast. C. Meingast, P.J. Lee, D.C. Larbalestier. *J. Appl. Phys.* **66**, 5962 (1989).
- [23] C. Meingast, D.C. Larbalestier. *J. Appl. Phys.* **66**, 5971 (1989).
- [24] E.W. Collings. *Applied superconductivity, metallurgy, and physics of titanium alloys. Magnetic studies of flux jumping*, Plenum Press, New York. 1986. V.1.
- [25] E.W. Collings. *Applied superconductivity, metallurgy, and physics of titanium alloys. Magnetic studies of flux jumping*, Plenum Press, New York. 1986. V.2.

- [26] A. M. Campbell, J. E. Evetts. *Adv. Phys.* **50**, 1249 (2001).
- [27] Y.B. Kim, C.F. Hempsted, and A.R. Strnad. *Phys. Rev.* **129**, 528 (1963).
- [28] C. P. Bean. *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
- [29] V.V. Chabanenko, A.I. D'yachenko, M.V. Zalutskii, V.F. Rusakov, H. Szymczak, S. Piechota, A. Nabialek. *J. App. Phys.* **88**, 5875 (2000).
- [30] Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. *УФН.* **121**, 499 (1977).
- [31] S.L. Wipf. *Phys.Rev.* **161**, 404 (1967).
- [32] R.G Mints, A.L Rakhmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **8**, 1769 (1975).
- [33] M.G Kremlev. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **9**, 279 (1976).
- [34] R.G Mints, A.L Rakhmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **9**, 2281 (1976).
- [35] M.G Kremlev, R.G Mints, A.L Rakhmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **10**, 1821 (1977).
- [36] R.G Mints, A.L Rakhmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **12**, 1929 (1979).
- [37] R.G Mints. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **13**, 847 (1980).
- [38] I.L Maksimov, R.G Mintst. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **13**, 1689 (1980).
- [39] I.L Maksimov, R.G Mints. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **14**, 2279 (1981).
- [40] I.L Maksimov, R.G Mints. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **14**, 267 (1981).
- [41] A.V Gurevich, R.G Mints. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **14**, 1129 (1981).
- [42] I.L Maksimov, R.G Mints. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15**, 697 (1982).
- [43] R.G Mints, A.L Rakhmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15**, 2297 (1982).
- [44] R.G Mints, A.L Rakhmanov. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, 2495 (1983).

- [45] A.A Akhmetov, R.G Mints. J. Phys. D: Appl. Phys. **16**, 2505 (1983).
- [46] A.A Akhmetov, R.G Mints. J. Phys. D: Appl. Phys. **18**, 925 (1985).
- [47] A.V Gurevich, R.G. Mints. Rev. Mod. Phys. **59**, 941 (1987).
- [48] R.G. Mints. Phys. Rev. B. **53**, 12311 (1996).
- [49] R.G. Mints, E. H. Brandt. Phys. Rev. B. **59**, 12421 (1996).
- [50] Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов. Неустойчивости в сверхпроводниках.-М. Наука, 1984, 260 с.
- [51] V.V. Chabanenko, V.F. Rusakov, S. Vasiliev, H. Szymczak, A. Nabialek, R. Szymczak, R. Puzniak, J. Jun, J. Karpinski, V. Finkel, L. Huanqian. J. Low. Temp. Phys. **130**, 175 (2003).
- [52] V.V.Chabanenko, V.F.Rusakov, S.Piehot, E.M.Roizenblat, A.I.D'yachenko, S.Vasiliev, H.Szymczak. Physica C. **369**, 227 (2002).
- [53] Wilson, J. Phys. D: Appl. Phys. **3**, 1517 (1970).
- [54] R. Hecht. Study of properties of High Fields Superconductors at Elevated Temperatures. R. Hecht and C.M. Harper. Defense Electronic Products, Radio Corp. of America, Camden, New Jersey – July, 1965. – Report N NASA-CR-67157, N65-34464.
- [55] R. Schleser, Magnetostrictive, magnetic and transport properties of correlated electron systems, Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades des Doktors der Naturwissenschaften an der Universität Konstanz Fachbereich Physik (Belgien) 2002.
- [56] Mathieu N. Grisolia, Antonio Badia-Majos and C. J. van der Beek, J. Appl. Phys. **114**, 203904 (2013).

- [57] A. Polyanskii, X.Y. Cai, D. M. Feldmann and D. Larbalestie. Ed. I. Nedkov, M. Ausloos // NATO Science ser. 3, High Technology 72. – Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 2001.
- [58] B.B. Goodman, A. Lacaze, M.R. Wertheimer. C.R. Acad. Sci., Paris, 1966. – 262, 12 - Serie B.
- [59] C. A. Durán, P. L. Gammel, R. E. Miller, and D. J. Bishop. Phys. Rev. B. **52**, 75 (1995).
- [60] J. Karpinski, M. Angst, J. Jun, S.M. Kazakov, R. Puzniak, A. Wisniewski, J. Roos, H. Keller, A. Perucchi, L. Degiorgi, M.R. Eskildsen, P. Bordet, L. Vinnikov, and A. Mironov, *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 221 (2003).
- [61] Nabiałek A., V.V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, G.S.Shushmakova, H.Szymczak, B.N.Kodess. J. Appl. Phys. **105**, 063918 1 (2009).
- [62] A. Nabiałek, V. Chabanenko, S. Vasiliev, V. Rusakov, G. Shushmakova, H. Szymczak. Low Temp. Phys. – 2009. – V. 154. – P.55.
- [63] M.R. Wertheimer and J.G. Gilchrist. J. Phys. Chem. Solids. – 1967. – V. 28. – P. 2509.
- [64] Z. Kozel, J.J.M. Franse, P.F. Châtel, A.A. Menowsky. Phys. Rev. B. – 1994. – V. 50. – P. 15978.
- [65] E. H. Brandt. Phys. Rev. B – 1996. – V. 54. – P. 4246 –4267.
- [66] A.L. Rakhmanov, D.V. Shantsev, Y.M. Galperin, T.H. Johansen. Phys. Rev. B. – 2004. – V.70. – P. 224502-1-224502-8.
- [67] I. Aranson, A. Gurevich, V. Vinokur. Phys. Rev. Lett. – 2001. –V. 87. – P. 067003.

- [68] I. S. Aranson, A. Gurevich, M. S. Welling, R. J. Wijngaarden, V. K. Vlasko-Vlasov, V. M. Vinokur, and U. Welp. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037002. (2005).
- [69] E. H. Brandt. *Physica C*. – 1997. – P. 282-287, 343-346.
- [70] E. H. Brandt. *Phys. Rev. B*, **58**, 6506 (1998).
- [71] Th. Schuster, H. Kuhn, E. H. Brandt, M. Indenbom, M., V. Koblischka, M. Konczykowski. *Phys. Rev. B*. – 1994. – V. 50. – P.16684.
- [72] P. Esquinazi, A. Setzer, D. Fuchs, Y. Kopelevich, E. Zeldov, C. Assmann. *Phys. Rev. B*. – 1999. – V. 60. – P. 12454.
- [73] S. M. Khanna, J. R. Clem, M. A. R. LeBlanc. *Phys. Rev. B*. – 1976. – V.14. – P. 3898.
- [74] Goodman B.B., Wertheimer M. *Phys. Letters*. – 1965. – V.18, № 3. – P. 236.
- [75] R.B. Harrison, S.L. Wright, M.R. Wertheimer. *Phys Rev. B*. – 1973. – V.7. – P. 1864.
- [76] R.G.Mints, A.L.Rakhmanov, *Rev. Mod. Phys.* **53** 551 (1981).
- [77] Ch. Jooss, J Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt and H. Kronmuller. *Rep. Prog. Phys.* – 2002. – V. 65 – P. 651–788.
- [78] A. Nabiałek, V. Chabanenko, S.V. Vasiliev, V. Rusakov, S. Piechota, H. Szymczak. *Acta Physica Polonica A*. – 2006. – V.109. – P. 661 – 668.
- [79] F. L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee. *Phys. Rev. B*. – 2003. – V. 67. – P. 064513-1-064513-5.
- [80] S. Treiber, C. Stahl, G. Schütz, and J. Albrecht. *Phys. Rev. B* **84**, 094533 (2011).

- [81] G.K. Perkins, J. Moore, Y. Bugoslavsky, L.F. Cohen, J. Jun, S.M. Kazakov, J. Karpinski, and A.D. Caplin, *Supercond. Sci. Technol.* **15**, 1156 (2002).
- [82] V. Braccini, *Ph.D. Thesis in Physics*, Università degli Studi di Genova (2003).
- [83] T. Schuster, H. Kuhn, E.H. Brandt, M. Indenbom, M.R. Koblishka, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. B* **50**, 16684 (1994).
- [84] Heiden C, Rochlin GI. *Phys Rev Lett* 1968; **21**:691-4.
- [85] England P, Inam A, Wu XD, Hegde MS, Dutta B, Venkatesan T. *Phys Rev B* 1990; **41**:4834-7.
- [86] Stoddart ST, Bending SJ, Somekh RE, Henini M. *Supercond Sci Technol* 1995; **8**:459-63.
- [87] Jeudy V, Limagne D. *Phys Rev B* 1999; **60**:9720-5.
- [88] Matsushita T. *Advances in Superconductivity* 1994; **6**:503-6.
- [89] E. R. Nowak, O. W. Taylor, L. Liu, H. M. Jaeger, and T. I. Selinder. *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 55. – P. 11702.
- [90] S. Field, J. Witt, F. Nori, and X. Ling. *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74. – P. 1206.
- [91] E. Altshuler, T.H. Johansen. *Rev. Mod. Phys.* – 2004. - Vol. 76. – P. 471 – 487.
- [92] V.V.Chabanenko, B.N. Kodess, S. Vasiliev, A. Nabiałek, N.V. Kuzovoi, S.A. Kononogov, H. Szymczak. *Physics Procedia.* 36, 634 (2012).
- [93] Larbalestier DC, Lee PJ. New developments in niobium titanium superconductors. *Proc 1995; Particle Accelerator Conference and*

- International Conference on High Energy Accelerators, IEEE 1996; 1276-81.
- [94] A. Testardi. *Rev. Mod. Phys.* – 1975. – 47. – P. 638.
- [95] J.R. Keyston, M.R. Wertheimer. *Cryogenics.* – 1966. – V. 6. – P. 341.
- [96] V.K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, G.W. Crabtree, D. Gunter, V. Kabanov, and V.I. Nikitenko. *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 56. – P. 5622.
- [97] J. McDonald and J. R. Clem. *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 53. – P. 8643T.
- [98] T. Akachi, T. Ogasawara, K. Yasukôchi. *Jap. Journ. Appl. Phys.* – 1981. – V. 20. – P. 1559-1571.
- [99] F.L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, and S.I. Lee, *Phys. Rev. B* **67**, 064513 (2003).
- [100] P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P.L. Gammel and T.H. Johansen. *Supercond. Sci. Technol* – 2001. – V. 14. – P. 729.
- [101] P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, S. Herminghaus. *Phys. Rev. Lett.* 1993. – V.71. – P. 2646.
- [102] U. Bolz. U. Bolz, B. Biehler, D. Schmidt, B.-U. Runge, P. Leiderer. *Europhys. Lett.* – 2003. – V. 64. – P. 517 – 523.
- [103] L. A. Dorosinskii, M. V. Indenbom, V. I. Nikitenko, Yu. A. Ossip'yan, A. A. Polyanskii, and V. K. Vlasko-Vlasov. *Physica C.* – 1992. – V. 203. – P. 149.
- [104] B. Biehler, B.-U. Runge, and P. Leiderer, R.G. Mintz. *Phys. Rev. B* 72. – 2005. – P. 024532.
- [105] V. K. Vlasko-Vlasov, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, G. W. Crabtree, U. Welp, and B. W. Veal. *Physica C.* – 1994. – V. 222. – P. 361.

- [106] M. R. Kobliska, T. H. Johansen, M. Baziljevich, H. Hauglin, H. Bratsberg, and B. Ya. Shapiro. *Europhys. Lett.* – 1998. – V. 41. – P. 419.
- [107] R. Surdeanu, R.J. Wijngaarden, E. Visser, B. Dam, J. Rector, R. Griessen. *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – V. **83**. – P. 2054.
- [108] R.J. Wijngaarden, R. Surdeanu, J.M. Huijbregtse. J.H. Rector, B. Dam, J. Einfeld, R. Wördenweber, R. Griessen. *Physica C*. – 2000. – V. 1011. – P. 341–348.
- [109] L. M. Fisher, A. Bobyl, T. H. Johansen, A. L. Rakhmanov, V. A. Yampol'skii, A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii. *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 92. – 037002.
- [110] F. Bass, B. Ya. Shapiro, I. Shapiro, M. Shvartser // *Phys. Rev. B* – 1998. – V. 58. – P. 2878.
- [111] F. Bass, B. Ya. Shapiro, M. Shvartser // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 80. – P. 2441.
- [112] P. Mikheenko, T. H. Johansen, S. Chaudhuri, I. J. Maasilta, and Y. M. Galperin // *Phys. Rev. B*. – 2015. – 91. – 060507 (R).
- [113] C. Romero-Salazar, O. A. Hernandez-Flores, V. Chabanenko, E. I. Kuchuk, I. Abaloszewa, A. Nabialek, F. Perez-Rodriguez. *Acta Physica Polonica A*. **130**, 645 (2016).
- [114] R.J. Wijngaarden, M.S. Welling, C.M. Aegerter, M. Menghini. *Eur. Phys. J. B*. – 2006. – V. 50. – P. 117–122.
- [115] M. Kardar, G. Parisi, and Y.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 56. – P. 889.
- [116] A.-L. Barabási, *Dynamics of Fractal Surfaces*, edited by F. Family and T. Vicsek // World Scientific, Singapore. – 1991.

[117] V. K. Vlasko-Vlasov // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 69. – P. 140504(R).

[118] Y.B. Kim, C.F. Hempstead, A.R. Strnad. Phys. Rev. **129**, 528 (1963).

[119] D.A. Gandolfo, L. Dubeck, F. Rothwarf. Journ. Appl. Phys. 40, 2066 (1969).