

2014

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

Відділення фізики і астрономії НАН України

**ЗВІТ про діяльність Наукової ради
«Фізика низьких температур і
криогенна техніка»**

ЗМІСТ

Вступ	3
СКЛАД Наукової ради з проблеми	9
«Фізика низьких температур і кріогенна техніка»	9
Бюро Наукової ради.....	9
Члени Наукової ради	10
Секція «Фізика квантових рідин та кристалів».....	10
Секція «Фізика надпровідності»	10
Секція «Фізика магнітних явищ»	11
Секція «Електронні властивості твердих тіл»	11
Секція «Фізика молекулярних кристалів».....	12
Секція «Низькотемпературне матеріалознавство та кріогенна техніка»	12
Секція «Фізика квантових рідин та кристалів»	14
Секція «Фізика надпровідності»	21
Секція «Фізика магнітних явищ»	30
Секція «Електронні властивості твердих тіл»	57
Секція «Фізика молекулярних кристалів»	63
Секція «Низькотемпературне матеріалознавство та кріогенна техніка»	68
Кріогенна техніка.....	68
Низькотемпературне матеріалознавство	69
Інформація щодо надрукованих у 2014 р. книжкових видань	72
Участь у підготовці та проведенні наукових конференцій, симпозіумів	72
Участь у редколегіях наукових видань	74

Вступ

Наукова рада з проблеми «Фізика низьких температур і криогенна техніка» при Відділенні фізики і астрономії НАН України працює при Фізико-технічному інституті низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України. Головою Ради є академік НАН України С.Л. Гнатченко. У 2014 році Рада була реорганізована. Було проведено ротацію членів Ради і утворено 6 секцій: «Фізика квантових рідин та кристалів» (очолює чл.-кор. НАН України Е.Я. Рудавський); «Фізика надпровідності» (очолює чл.-кор. НАН України О.А. Кордюк); «Низькотемпературний магнетизм» (очолює акад. НАН України М.Ф. Харченко); «Електронні властивості твердих тіл» (очолює Ю.О. Колесніченко); «Фізика молекулярних кристалів» (очолює чл.-кор. НАН України М.О. Стржемечний); «Низькотемпературне матеріалознавство та криогенна техніка» (очолює С.І. Бондаренко). До складу Ради входять 66 провідних фахівців з фізики низьких температур з Києва, Харкова, Донецька, Одеси, Львова.

В полі зору Ради знаходяться основні напрями досліджень з фізики низьких температур. Це дослідження в галузі надпровідності та електронних властивостей провідних систем, низькотемпературного магнетизму, квантових рідин і кристалів, криокристалів, низькотемпературної фізики пластичності та міцності, низькотемпературних аспектів біофізики. Крім того проводяться прикладні дослідження з низькотемпературного та космічного матеріалознавства.

В Україні на сьогодні ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України є тим центром, де концентруються основні фундаментальні дослідження з фізики низьких температур та налагоджено виробництво криогенних рідин для наукових досліджень. Завдяки тому, що у ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України створений комплекс для фізичних досліджень при наднизьких температурах, експериментальні дослідження ведуться до температур рівня десятитисячної долі кельвіна. Постановою Кабінету Міністрів України від 19.12.2001 №1709 цей комплекс затверджено, як об'єкт, що становить Національне надбання України.

Активні дослідження в галузі фізики низьких температур та криогенної техніки ведуть також інші установи та організації, представники яких входять до Ради. Серед них Інститут фізики НАН України, Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України, Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова НАН України, Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, Інститут магнетизму НАН України та МОН України, Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я.Усикова, Радіоастрономічний інститут НАН України, Інститут фізики конденсованих систем НАН України, ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України, Інститут монокристалів НАН України, Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, НТУ України «Київський політехнічний інститут», НТУ «Харківський політехнічний інститут», Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Інститут холоду, кріотехнологій та екоенергетики ім. В.С. Мартиновського тощо. Українська асоціація виробників технічних газів «УА-СІГМА», яка теж має свого представника в Раді, опікується формуванням та реалізацією єдиної науково-технічної політики в області вдосконалення установок розділення повітря та інших газових сумішей, систем виробництва та скраплення низькотемпературних технічних газів, забезпечення їх ефективною й безпечною експлуатації.

У 2014 році головними задачами роботи Ради були: участь у процесі формування напрямів наукової роботи з фізики та техніки низьких температур в Україні, підтримка

високого рівня фундаментальних та прикладних досліджень, організація конференцій, координація видавничої діяльності з низькотемпературної тематики, підготовка кадрів, підтримка та розвиток традицій української школи фізики та техніки низьких температур. Протягом 2014 року, за дорученням Бюро Відділення фізики і астрономії НАН України, фахівці ради провели експертизу ряду запитів на проведення науково-дослідних робіт з низькотемпературної тематики.

Важливий напрям діяльності Ради був пов'язаний з підтримкою організації міжнародних та українських наукових конференцій з низькотемпературної тематики. Незважаючи на складні умови, у 2014 році Фізико-технічний інститут низьких температур провів 5-у Міжнародну конференцію молодих вчених «Фізика низьких температур», в організації якої активну участь відіграла Рада. Конференція була спрямована на ознайомлення з останніми досягненнями в галузях низькотемпературної фізики конденсованого стану, таких як квантові рідини і квантові кристали, кріокристали, низькотемпературний магнетизм, надпровідність, оптика та фотоніка при низьких температурах, нанофізика і наноелектроніка, фізичні явища у низьковимірних системах, низькотемпературна фізика макромолекул, на підвищення професійної кваліфікації та наукового рівня молодих науковців. У конференції взяло участь близько 140 науковців з України, Росії, Білорусії, Німеччини, Іспанії, Польщі, Молдови, Чехії тощо.

У вересні 2014 року Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України провів III Міжнародний семінар по мікроконтактній спектроскопії (PCS-2014). Захід було присвячено 40-річчю відкриття методу мікроконтактної спектроскопії у ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України академіком НАН України І.К.Янсоном. Тематика охоплювала актуальні питання цього важливого наукового напрямку в фізиці твердого тіла серед яких проблеми традиційної мікроконтактної спектроскопії електрон-бозонної взаємодії в нових актуальних сполуках, дослідження актуальних надпровідників: рідкісноземельних нікельборокарбідів, дибориду магнію, високотемпературних і залізовмісних надпровідників методом андріївського відбиття, релаксаційні процеси та нестационарні явища в точкових контактах при високочастотному та лазерному опроміненні, нелінійні та нестационарні ефекти в провідності феромагнітних наноконтактів, пов'язані з передачею спінового моменту, квантові ефекти в нанорозмірних структурах та ін. Були обговорені останні досягнення, що забезпечують прогрес в цій галузі науки, а також визначені перспективні напрями, які можуть дати вихід на нанотехнології.

Асоціація «УА-СІГМА» спільно з ТОВ «Інститут низькотемпературних енерготехнологій» організували та провели у 2014 р. два міжнародні семінари: «Технічне і технологічне забезпечення використання природного газу як ефективного енергоносія» (20-23 травня 2014 р., Одеса, Україна) та «Підвищення ефективності і безпеки виробництв продуктів розділення повітря» (30 вересня - 3 жовтня 2014 р., Мінськ, Білорусія).

Крім того, науковці Ради активно працювали в організаційних комітетах та брали участь в підготовці і проведенні ще кількох конференцій. Чл.-кор. НАН України М.О. Стржемечний був Головою програмного комітету 10-ї Міжнародної конференції по кріокристалом та квантовим кристалом (CC-2014) (31 серпня - 7 вересня 2014 р., Алмати, Казахстан). Чл.-кор. НАН України І.В. Стасюк брав участь в організації і проведенні III Polish-Lithuanian- Ukrainian Meeting on Ferroelectric Physics (31 серпня - 4 вересня 2014, Вроцлав, Польща). П.П. Паль-Валь брав участь у роботі програмного комітету 55 Міжнародної

конференції «Актуальні проблеми міцності» (9-13 червня 2014 р., Харків, Україна) та брав участь у роботі Міжнародного програмного комітету 17th International Conference on Internal Friction and Mechanical Spectroscopy (ICIFMS-17) (21-26 вересня 2014 р., Хейфей, Китай). Академік НАН України Л.А. Пастур брав участь у роботі організаційного комітету Другої міжнародної конференції «Аналіз та математична фізика» (16-20 червня 2014 р., Харків, Україна). Чл.-кор. НАН України Т.О. Пріхна входить до складу Міжнародного організаційного комітету JAPMED'9 «The 9th Japanese-Mediterranean Workshop on Applied Electromagnetic Engineering for Magnetic, Superconducting, Multifunctional and Nanomaterials», що відбудеться 5-8 липня 2015 р. у м. Софія, Болгарія. Також чл.-кор. НАН України Т.О. Пріхна входила до складу Оргкомітету Восьмої Міжнародної конференції «МЕМЕ-2014: «Матеріали та покриття в екстремальних умовах: дослідження, використання, екологічно чисті технології виробництва і утилізації виробів» (22-26 вересня 2014 р., Київ, Україна).

Науковці ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України беруть активну участь у організації роботи Загальнофізичного семінару, що працює при інституті на регулярній основі. До участі у семінарі запрошуються з доповідями провідні вчені з академічних установ та університетів України та інших країн. Семінар відвідують студенти старших курсів Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут» та інш. За минулий рік було проведено 7 засідань семінару на яких виступили вчені як з наукових установ Харкова, так і з інших країн.

Слід відмітити, що члени Ради приймають активну участь також в організації роботи міського Загальнофізичного семінару, який працює в Будинку вчених м. Харкова. Семінар відбувається під головуванням академіка НАН України Л.А. Пастура та академіка НАН України І.М. Неклюдова, секретар семінару – провідний науковий співробітник ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України І.В. Криве. Усього за 2014 рік було проведено 9 міських семінарів, у роботі яких активну участь взяли науковці інституту.

Координація видавничої діяльності з низькотемпературної тематики є одним з найважливіших напрямків діяльності Ради. Члени ради входять до редколегій та наглядових рад ряду провідних фізичних та технічних журналів, які видаються як в Україні, так і за кордоном:

- ✓ «Journal of Low Temperature Physics» (чл.-кор. НАН України Е.Я. Рудавський).
- ✓ «Фізика низьких температур» (акад. НАН України В.В. Єременко (гол. редактор), І.М. Адаменко, акад. НАН України С.Л. Гнатченко, Г.Є. Гречнев, А.А. Звягін, О.С. Ковальов (заст. гол. редактора), Ю.О. Колесніченко (заст. гол. редактора), І.В. Криве, Ю.Г. Найдюк, В.Д. Нацик, чл.-кор. НАН України О.М. Омелянчук, акад. НАН України Л.А. Пастур, чл.-кор. НАН України Е.Я. Рудавський, О.В. Савченко, С.С. Соколов (від. секретар), чл.-кор. НАН України М.О. Стржемечний, В.Д. Філь, акад. НАН України М.Ф. Харченко, С.І. Шевченко).
- ✓ «Physica B: Condensed Matter» (чл.-кор. НАН України М.О. Стржемечний).
- ✓ «Phase Transitions» (чл.-кор. НАН України І.В. Стасюк).
- ✓ «Український фізичний журнал» (чл.-кор. НАН України С. М. Рябченко (заст. гол. редактора), акад. НАН України Л.А. Булавін, акад. НАН України В.М. Локтєв, акад. НАН України М.Г. Находкін, чл.-кор. НАН України А.М. Погорілий, чл.-кор. НАН України В.Й. Сугаков).

- ✓ «Condensed Matter Physics» (чл.-кор. НАН України І.В. Стасюк (заст. гол. редактора), чл.-кор. НАН України Ю.В.Слюсаренко).
- ✓ «Надтверді матеріали» (чл.-кор. НАН України Т.О. Пріхна).
- ✓ «Металофізика та новітні технології» (чл.-кор. НАН України В.М. Антонов).
- ✓ «Semiconductor Physics, Quantum and Optoelectronics» (чл.-кор. НАН України О.Є. Беляєв (заст. гол. редактора), акад. НАН України М.Г. Находкін).
- ✓ «Хімія, фізика та технологія поверхні» (чл.-кор. НАН України В.Й. Сугаков).
- ✓ «Технічні гази» (Г.Є. Лавренченко (гол. редактор), С.І. Бондаренко).
- ✓ «Деформация и разрушение материалов» (чл.-кор. НАН України Ю.В. Мільман).
- ✓ «Материаловедение» (чл.-кор. НАН України Ю.В. Мільман).
- ✓ «Журнал математичної фізики, аналізу, геометрії» (акад. НАН України Л.А. Пастур (гол. редактор)).
- ✓ «Радіофізика та електроніка» (акад. НАН України В.М. Шульга (заст. гол. редактора), чл.-кор. НАН України В.О. Ямпольський).
- ✓ «Електронна мікроскопія і міцність матеріалів» (Ю.В. Мільман).
- ✓ «Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна, серія «Фізика» (Р.В. Вовк (гол. редактор)).
- ✓ «Журнал фізичних досліджень» (чл.-кор. НАН України І.В. Стасюк).
- ✓ «East European Journal of Physics» (чл.-кор. НАН України Ю.В.Слюсаренко).
- ✓ «Ядерна фізика та енергетика» (чл.-кор. НАН України В.Й. Сугаков (заст. гол. редактора)).
- ✓ «Фізичний збірник НТШ» (чл.-кор. НАН України І.В. Стасюк).

Найбільш плідно та активно Наукова рада працює з редколегією журналу «Фізика низких температур», що видається у ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України. Цей журнал є на сьогодні одним з найбільш рейтингових фізичних журналів України. Імпакт-фактор журналу «Фізика низких температур», який підраховується незалежною організацією «Institute for Scientific Information», за минулий рік виріс і складає 0,881, що відповідає рівню досить відомих світових видань з фізики. Слід зазначити, що члени Наукової ради складають більшість редакційної колегії «ФНТ» та відіграють провідну роль у формуванні тематики та проведенні експертизи публікацій і редакційної політики.

Збереження традицій школи низькотемпературної фізики в Україні є одним з пріоритетів роботи Ради. Протягом 2014 року було видано 4 спеціальних тематичних випусків журналу «Фізика низких температур», які були присвячені науковим подіям у галузі фізики низьких температур та видатним вченим, які працювали у цій галузі, а саме: випуски №1 та №2 «До вісьмидесятиріччя антиферромагнетизму», №4 «Нові досягнення ферміології», №7 «До 100-річчя з дня народження О.О. Галкіна».

Члени Ради активно працюють над атестацією наукових кадрів. Так, зокрема у ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України працюють 3-и спеціалізовані вчені ради з присудження наукових ступенів доктора (кандидата) наук в галузі фізичних та математичних наук. За 2014 рік відбувся захист 4 докторських та 7 кандидатських дисертацій.

Спільна діяльність Ради та ряду провідних університетів Києва, Харкова, Львова, Одеси була також спрямована на координацію спеціальних навчальних програм на відповідних кафедрах вищих учбових закладів. Так, науковці ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України ведуть спільну з вищими навчальними закладами науково-дослідну та навчальну роботу, а в Інституті діють шість філій фізичних та математичних кафедр Харківського

національного університету ім. В.Н. Каразіна та Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Провідні фахівці Ради читають курси лекцій та ведуть практичні заняття ще на кількох кафедрах і факультетах Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна та Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут», а також і в інших вищих навчальних закладах. Зокрема, у 2014 році ними було прочитано для студентів цих філій курси лекцій та проведені практичні заняття за такими темами: кріотехнології в енергетиці та теплофізиці, прикладна надпровідність, магнітні властивості атома та слабкий магнетизм, фізика магнітних явищ у конденсованому середовищі, магнітовпорядковані речовини, низькі температури в енергетиці; наноструктурні матеріали та нанотехнології в нетрадиційній та відновлюваній енергетиці; сучасні методи наукового експерименту; фізика та техніка низьких температур; фізика твердого тіла; фізична кінетика; квантова теорія металів; теоретична фізика; основи динамічної теорії кристалів; математичні питання теорії надплинної рідини, геометричні засади фізики, теореми усереднення, алгебраїчна топологія тощо.

Рада активно співпрацює з науковою молоддю. Рада молодих вчених ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України (голова – І.В. Хижний) постійно знаходиться у полі її зору та щільної уваги. Основними задачами Ради молодих вчених є сприяння підвищенню професійної кваліфікації наукової молоді інституту, забезпечення молодих учених інституту актуальною інформацією про конференції, школи та конкурси, сприяння розширенню особистих контактів, наукового співробітництва молодих фахівців не тільки в Інституті, але й за його межами, налагодження контактів із закордонними колегами й партнерами і організація конференцій та шкіл молодих учених. Рада опікується організацією та проведенням конференції молодих вчених «Фізика низьких температур» (яка останні роки отримала статус міжнародної), регулярно проводить екскурсії студентів та школярів старших класів до наукових відділів ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України. У 2014 році Рада молодих вчених продовжила активну взаємодію з Радою молодих митців Харківського державного університету мистецтв імені І.П. Котляревського та організувала концерти класичної музики та творчі вечори молодих виконавців.

У 2014 році ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України взяв участь у проведенні 7-го Всеукраїнського фестивалю науки (травень 2014 р.). За участі членів Ради були підготовані науково-популярні читання для студентів Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна та Національного технічного університету «ХПІ» під назвою «Фізика низьких температур – сучасність та майбутнє». На протязі року проводились дні відкритих дверей, під час яких ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України відвідало більше 90 студентів Національного технічного університету «ХПІ» та Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, школярів гімназій та харківських загальноосвітніх шкіл. Програма днів відкритих дверей включала екскурсії до наукових відділів Інституту, знайомство з історією фізичних досліджень в галузі фізики низьких температур в Харкові та історією ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України, зустрічі з провідними науковцями Інституту. Проводили екскурсії директор академік НАН України С.Л. Гнатченко, академік НАН України Л.А. Пастур, чл.-кор. НАН України Е.Я. Рудавський, провідні наукові співробітники В.К. Чаговець, В.А. Майданов, М.П. Міхін, В.О. Горькавий, члени Ради молодих вчених ФТІНТ ім. Б. І. Веркіна М.В. Пашенко, І.А. Гриценко, О.Г. Данильченко.

Члени Ради ведуть активну роботу з популяризації сучасних досягнень науки та формування громадської позиції суспільства по відношенню до науки та науковців. Були підготовлені та опубліковані статті щодо ролі та місця науки в сучасному суспільстві, науково-популярні статі в журналі «Доповіді НАН України», газетах «Дзеркало тижня», «2000» тощо.

Зазначимо, що доцільно було б, для активізації роботи Ради з проблеми «Фізика низьких температур і криогенна техніка», розширити роботу з експертного оцінювання науково-дослідних робіт та запитів на отримання наукових грантів, проводити обговорення робіт, які висунуті на здобуття премій НАН України імені видатних вчених, планів підготовки та видання монографій з низькотемпературної тематики.

СКЛАД Наукової ради з проблеми
«Фізика низьких температур і криогенна техніка»

Голова Наукової ради:

акад. НАН України Гнатченко Сергій Леонідович

Заступники голови:

д.ф.-м.н., проф. Найдюк Юрій Георгійович

д.ф.-м.н. Чабаненко Віктор Васильович

Вчений секретар:

к.ф.-м.н. Калиненко Олександр Миколайович

Бюро Наукової ради

1. Гнатченко Сергій Леонідович, акад. НАН України, голова ради, gnatchenko@ilt.kharkov.ua
2. Найдюк Юрій Георгійович, д.ф.-м.н., проф., заступник голови ради, paidyuk@ilt.kharkov.ua
3. Чабаненко Віктор Васильович, д.ф.-м.н., заступник голови, vikchabanenko@gmail.com
4. Калиненко Олександр Миколайович, к.ф.-м.н., вчений секретар ради, kalinenko@ilt.kharkov.ua
5. Харченко Микола Федорович, акад. НАН України, голова секції, kharchenko@ilt.kharkov.ua
6. Кордюк Олександр Анатолійович, чл.-кор. НАН України, голова секції, kordyuk@imp.kiev.ua
7. Рудавський Едуард Якович, чл.-кор. НАН України, голова секції, rudavskii@ilt.kharkov.ua
8. Стржемечний Михайло Олексійович, чл.-кор. НАН України, голова секції, strzhemechny@ilt.kharkov.ua
9. Бондаренко Станіслав Іванович, д.т.н., голова секції, bondarenko@ilt.kharkov.ua
10. Колесніченко Юрій Олексійович, д.ф.-м.н., проф., голова секції, kolesnichenko@ilt.kharkov.ua

Члени Наукової ради

Секція «Фізика квантових рідин та кристалів»

1. Рудавський Едуард Якович, чл.-кор. НАН України, ФТІНТ НАНУ, голова, rudavskii@ilt.kharkov.ua.
2. Соколов Святослав Сергійович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, заступник голови, sokolov@ilt.kharkov.ua.
3. Чаговець Валерій Костянтинівич, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, вчений секретар, chagovets@ilt.kharkov.ua.
4. Пашицький Ернст Анатолійович, чл.-кор. НАН України, ІФ НАНУ, pashitsk@iop.kiev.ua.
5. Слюсаренко Юрій Вікторович – чл.-кор. НАН України, ННЦ «ХФТІ»НАНУ, slusarenko@kipt.kharkov.ua.
6. Адаменко Ігор Миколаєвич, д.ф.-м.н., проф., ХНУ, i.n.adamenko@mail.ru.
7. Вільчинський Станіслав Йосипович, д.ф.-м.н., проф., КНУ, sivil@ukr.net.
8. Вовк Руслан Володимирович, д.ф.-м.н., проф., ХНУ, ruslan.v.vovk@univer.kharkov.ua.
9. Карасевський Анатолій Ілліч, д.ф.-м.н., ІМФ НАНУ, akaras@imp.kiev.ua.
10. Майданов Володимир Андрійович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, maidanov@ilt.kharkov.ua.
11. Полуєтков Юрій Матвійович, д.ф.-м.н., ННЦ «ХФТІ» НАНУ, yuripoluektov@kipt.kharkov.ua.
12. Шевченко Сергій Іванович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, shevchenko@ilt.kharkov.ua.

Секція «Фізика надпровідності»

1. Кордюк Олександр Анатолійович, чл.-кор. НАН України, ІМФ НАНУ, голова, kordyuk@imp.kiev.ua.
2. Шевченко Сергій Миколайович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, заступник голови, sshevchenko@ilt.kharkov.ua.
3. Шатернік Володимир Євгенович, д.ф.-м.н., ІМФ НАНУ, вчений секретар, shat@imp.kiev.ua.
4. Омелянчук Олександр Миколайович, чл.-кор. НАН України, ФТІНТ НАНУ, omelyanchouk@ilt.kharkov.ua.
5. Пріхна Тетяна Олексіївна, чл.-кор. НАН України, ІНМ НАН України, prikhna@mail.ru.
6. Ямпольський Валерій Олександрович, чл.-кор. НАН України, ІРЕ НАНУ, yam@ire.kharkov.ua.
7. Білоголовський Михайло Олександрович, д.ф.-м.н., ДонФТІ НАНУ, bel@fti.dn.ua.
8. Касаткін Олександр Леонідович, д.ф.-м.н., ІМФ НАНУ, al_kas@i.ua.
9. Мелков Геннадій Андрійович, д.ф.-м.н., проф., КНУ, melkov@mail.univ.kiev.ua.
10. Руденко Едуард Михайлович, д.ф.-м.н., ІМФ НАНУ, rudenko@imp.kiev.ua.
11. Чабаненко Віктор Васильович, д.ф.-м.н., ДонФТІ НАНУ, vikchabanenko@gmail.com.
12. Черпак Микола Тимофійович, д.ф.-м.н., проф., ІРЕ НАНУ, cherpak@ire.kharkov.ua.

Секція «Фізика магнітних явищ»

1. Харченко Микола Федорович, акад. НАН України, ФТІНТ НАНУ, голова, kharchenko@ilt.kharkov.ua.
2. Звягін Андрій Анатолійович, д.ф.-м.н., проф., ФТІНТ НАНУ, заступник голови, zvyagin@ilt.kharkov.ua.
3. Милославська Ольга Володимирівна, к.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, вчений секретар, miloslavskaya@ilt.kharkov.ua.
4. Бар'яхтар Віктор Григорович, акад. НАН України, ІМаг НАНУ і МОН, bar@imag.kiev.ua, victor.baryakhtar@gmail.com.
5. Єременко Віктор Валентинович, акад. НАН України, ФТІНТ НАНУ, eremenko@ilt.kharkov.ua.
6. Локтев Вадим Михайлович, акад. НАН України, ІТФ НАНУ, vloktev@bitp.kiev.ua.
7. Горобець Юрій Іванович, чл.-кор. АПН МОНУ, ІМаг НАНУ і МОН, gorobets@imag.kiev.ua.
8. Іванов Борис Олексійович, чл.-кор. НАН України, ІМаг НАНУ та МОНУ, bivanov@i.com.ua
9. Погорілий Анатолій Миколайович, чл.-кор. НАН України, ІМаг НАНУ та МОНУ, apogor@imag.kiev.ua.
10. Рябченко Сергій Михайлович, чл.-кор. НАН України, ІФ НАНУ, ryabch@iop.kiev.ua.
11. Білоколот Євген Дмитрович, д.ф.-м.н., проф., ІМаг НАНУ і МОН, bel@imag.kiev.ua.
12. Гомонай Олена Василівна, д.ф.-м.н., проф., НТУУ «КПІ»МОН, malyshe@ukrpack.net.
13. Ковальов Олександр Семенович, д.ф.-м.н., проф., ФТІНТ НАНУ, kovalev@ilt.kharkov.ua.
14. Криворучко Володимир Миколайович, д.ф.-м.н., проф., ДонФТІ НАНУ, krivoruc@fti.dn.ua.
15. Пашкевич Юрій Георгійович, д.ф.-м.н., проф., ДонФТІ НАНУ, pashkevi@fti.dn.ua.
16. Салюк Ольга Юріївна, к.ф.-м.н., ІМаг НАНУ та МОНУ, olga@imag.kiev.ua.
17. Тарапов Сергій Іванович, чл.-кор. НАН України, ІРЕ НАНУ, tarapov@ire.kharkov.ua.
18. Тарасенко Сергій Вадимович, д.ф.-м.н., проф., ДонФТІ НАНУ, tarasen@mail.fti.donetsk.ua

Секція «Електронні властивості твердих тіл»

1. Колесніченко Юрій Олексійович, д.ф.-м.н., проф., ФТІНТ НАНУ, голова, kolesnichenko@ilt.kharkov.ua.
2. Гречнев Геннадій Євгенович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, заступник голови, grechnev@ilt.kharkov.ua.
3. Беркутов Ігор Борисович, к.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, вчений секретар, berkutov@ilt.kharkov.ua.
4. Находкін Микола Григорович, акад. НАН України, КНУ, nahodkin@voliucable.com.
5. Пастур Леонід Андрійович, акад. НАН України, ФТІНТ НАНУ, lpastur@ilt.kharkov.ua
6. Шульга Валерій Михайлович, акад. НАН України, РІ НАНУ, shulga@rian.kharkov.ua.

7. Антонов Віктор Миколайович, чл.-кор. НАН України, ІМФ НАНУ, antonov@imp.kiev.ua.
8. Беляєв Олександр Євгенович, чл.-кор. НАН України, ІФН НАНУ, belyaev@isp.kiev.ua.
9. Стасюк Ігор Васильович, чл.-кор. НАН України, ІФКС НАНУ, ista@icmp.lviv.ua.
10. Криве Ілля Валентинович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, krive@ilt.kharkov.ua.
11. Найдюк Юрій Георгійович, д.ф.-м.н., проф., ФТІНТ НАНУ, naidyuk@ilt.kharkov.ua.
12. Філь В'ячеслав Дмитрович - д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, fil@ilt.kharkov.ua.
13. Калиненко Олександр Миколайович, к.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, kalinenko@ilt.kharkov.ua.

Секція «Фізика молекулярних кристалів»

1. Стржемечний Михайло Олексійович, чл.-кор. НАН України, ФТІНТ НАНУ, голова, strzhemechny@ilt.kharkov.ua.
2. Константинов В'ячеслав Олександрович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, заступник голови, konstantinov@ilt.kharkov.ua.
3. Долбин Олександр Вітольдович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, вчений секретар, dolbin@ilt.kharkov.ua.
4. Булавін Леонід Анатолійович, акад. НАН України, КНУ, bulavin221@gmail.com.
5. Сугаков Володимир Йосипович, чл.-кор. НАН України, ІЯД НАНУ,
6. Толмачов Олександр Володимирович, чл.-кор. НАН України, ІМ НАНУ, alexander.tolmachev@isc.kharkov.com.
7. Данильченко Борис Олександрович, д.ф.-м.н., проф, ІФ НАНУ, danil@iop.kiev.ua.
8. Забашта Юрій Феодосійович, д.ф.-м.н., проф., КНУ,
9. Клімушева Гертруда Василівна, д.ф.-м.н., проф., ІФ НАНУ, lgtc@iop.kiev.ua, klimush@iop.kiev.ua.
10. Остапенко Ніна Іванівна, д.ф.-м.н., ІФ НАНУ, ostap@iop.kiev.ua.
11. Савченко Олена Володимирівна, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, savchenko@ilt.kharkov.ua.
12. Самоваров Володимир Миколайович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, samovarov@ilt.kharkov.ua.
13. Ящук Валерій Миколайович, д.ф.-м.н., проф., КНУ,

Секція «Низькотемпературне матеріалознавство та криогенна техніка»

1. Бондаренко Станіслав Іванович, д.т.н., ФТІНТ НАНУ, голова, bondarenko@ilt.kharkov.ua.
2. Паль-Валь Павло Павлович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, заступник голови, palval@ilt.kharkov.ua.
3. Коверя Валентин Петрович, к.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, вчений секретар, koverya@ilt.kharkov.ua.
4. Ющенко Констянтин Андрійович, акад. НАН України, ІЕЗ НАНУ, yu.kon@paton.kiev.ua.
5. Мільман Юлій Вікторович, чл.-кор. НАН України, ПІМ НАНУ, milman@ipms.kiev.ua.

6. Лавренченко Георгій Костянтинович, д.т.н., проф., Українська асоціація виробників технічних газів, Lavrenchenko@paco.net.
7. Нацик Василь Дмитрович, д.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, natsik@ilt.kharkov.ua.
8. Юферов Володимир Борисович, д.т.н., проф., ННЦ «ХФТІ»НАНУ, v.yuferov@kipt.kharkov.ua.
9. Лаптієнко Аркадій Якович, к.т.н., ДонФТІ НАНУ,
10. Лотоцька Вікторія Олександрівна, к.ф.-м.н., ФТІНТ НАНУ, lototskaya@ilt.kharkov.ua.

Наукові досягнення вчених України

у галузі фізики низьких температур і кріогенної техніки

у 2014 році

Секція «Фізика квантових рідин та кристалів»

Одержані перші експериментальні відомості про повзучість твердого ${}^4\text{He}$ при температурах нижче 1 К. Був використаний метод реєстрації швидкості перетікання V твердого гелію через вмерожену пористу мембрану під дією постійної зовнішньої сили. Мембрана товщиною 10 мкм з отворами діаметром 6-8 мкм була виготовлена з алюмінізованої полімерної плівки і являла собою рухливу обкладку вимірювального конденсатора. Після подачі на обкладки конденсатора постійної електричної напруги мембрана вчиняла тиск на твердий гелій, що призводило до появи механічного напруження та перетікання гелію крізь мембрану. Швидкість V знаходилась з кривих повзучості – залежності ємності вимірювального конденсатора від часу при різних температурах та напруженнях. Розроблена система вимірювання дозволяла реєструвати дуже малі швидкості течії твердого гелію, аж до $\sim 10^{-13}$ см/сек.

Встановлено, що в області температур від 100 мК до 1 К процес повзучості є термоактиваційним процесом, а енергія активації зменшується із зниженням температури та зростанням механічного напруження. При температурах вище ~ 500 мК у твердому гелії реалізується повзучість типу Набарро-Херрінга, коли масопереніс здійснюється шляхом самодифузії атомів та потоку вакансій у протилежному напрямку.

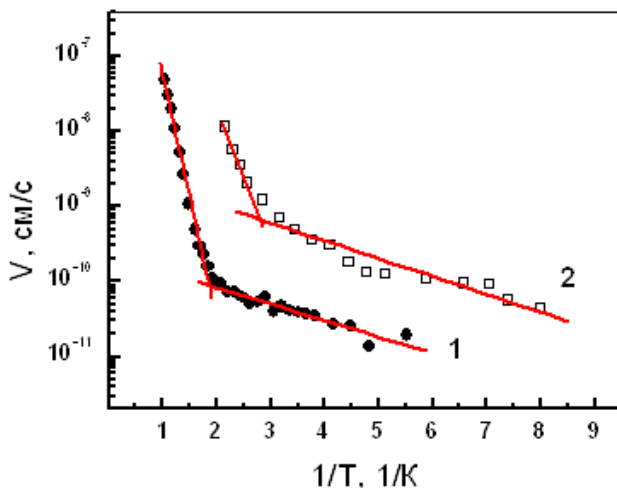


Рис.1.1 Температурна залежність швидкості течії твердого ${}^4\text{He}$ крізь пористу мембрану.

Залежності 1 та 2 відповідають кристалам з різною дефектною структурою.

При температурах нижче ~ 500 мК здійснюється інший термоактиваційний процес (Рис. 1.1), який дає меншу швидкість переносу і дуже малу енергію активації (0.5 – 0.7 К). Як видно з Рис.1.1, процес пластичної течії гелію залежить від дефектної структури кристалу та контролюється суперпозицією двох одночасно діючих термоактиваційних процесів. Така мала

енергія активації характерна для руху дислокаційних кінків при наявності вторинного бар'єру Пайерлса, а також для специфічного дефекту – краудіона.

(В.А. Жучков, О.О. Лісунов, В.А. Майданов, А.С. Неонета, В.Ю. Рубанський, Е.Я. Рудавський, С.М. Смірнов, ФТІНТ НАНУ)

За допомогою імпульсного ядерного магнітного резонансу виявлені нові особливості еволюції двохфазної системи, яка складається з гексагональної щільно упакованої (ГЩУ) фази та нерівноважних надплинних включень у розчині ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ з концентрацією 1% ${}^3\text{He}$. Розроблена система вимірювань дозволила реєструвати час спін-граткової релаксації T_1 у всіх співіснуючих фазах за допомогою вимірювань амплітуди спінової луни h в залежності від часового інтервалу Δt між зондуючими імпульсами. Виявлено аномальну поведінку T_1 у процесі твердіння метастабільних довгоживучих надплинних включень, які утворились при швидкому охолодженні кристалів гелію. Спостережено додатковий релаксаційний процес, для якого час T_1 співпадає з часом спін-граткової релаксації об'ємноцентрованої фази (ОЦК). Ефект має місце лише в області температур 1.48 – 1.80 К, де існує рівноважна ОЦК фаза.

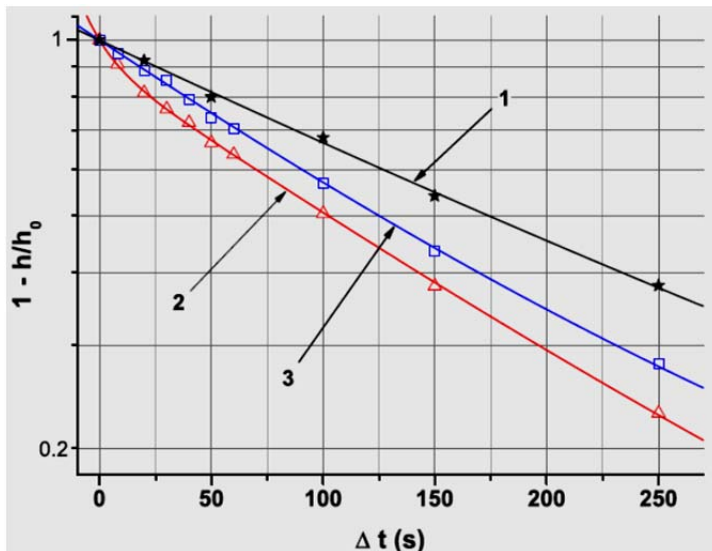


Рис.1.2 Залежність амплітуди спінової луни від інтервалу між зондуючими імпульсами в процесі еволюції надплинних включень.
 1- ГЩУ матриця + надплинні включення.
 2- ГЩУ матриця + ОЦК включення + надплинні включення.
 3- ГЩУ матриця + склоподібні включення.

Виявлені особливості пояснюються тим, що двохфазна система ГЩУ матриця+надплинні включення спочатку трансформується у трьохфазну систему ГЩУ матриця + ОЦК включення + надплинні включення, і лише потім надплинні включення твердіють. Ситуація добре ілюструється на Рис.1.2, де приведені первинні експериментальні дані про амплітуду спінової луни на різних етапах еволюції системи. Аналіз кривої 3 на Рис.1.2 показує, що в результаті твердіння надплинних включень утворюється не кристалічна, а склоподібна фаза. Встановлено, що всі включення повністю зникають лише після ретельного відпалу, коли утворюється однофазний стан.

(М.П. Міхін, О.П. Бірченко, А.С. Неонета, Е.Я. Рудавський, ФТІНТ НАНУ)

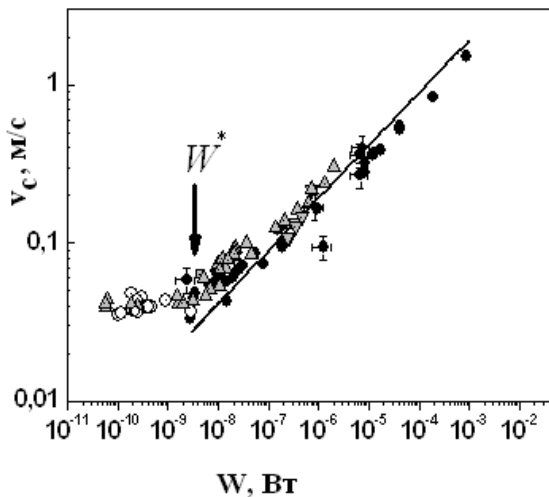
Побудована послідовна теорія взаємодії фононів на межі розділу твердого тіла та надплинного гелію, яка пояснює виникнення двох головних каналів переносу тепла з твердого тіла до рідини та внеску цих каналів у стрибок Капіци. Перший канал пов'язаний з утворенням гострого фононного піка, а другий канал – з випромінюванням фононів в усіх напрямках.

Для отримання гамільтоніану взаємодії фононів гелію з поверхнею твердого тіла, яка коливається, було знайдено густину енергії надплинного гелію у присутності межі розділу. Оскільки в даній задачі швидкості і густини фононів твердого тіла і рідини задані на півпросторі, то була розроблена процедура квантування фононного поля на півпросторі, що дозволило отримати у зображенні вторинного квантування гамільтоніан взаємодії фононів надплинного гелію з осцилюючою поверхнею твердого тіла. В результаті показано, що на межі розділу твердого тіла з надплинним гелієм поряд з пружним двофононним процесом існують також чотири трифононні непружні процеси.

З отриманого гамільтоніану знайдені ймовірності як пружного процесу, так і всіх можливих непружних процесів. Отримані вирази дозволили обчислити потоки тепла з нагрітого твердого тіла в надтекучий гелій та внесок в стрибок Капіци пружного та усіх непружних процесів. Вираз для потоку, обумовлений пружним процесом, точно збігається з виразом, наведеним в попередній роботі, який було пораховано класичним методом. Було показано, що в непружних процесах немає заборони на кути вильоту фононів в рідкий гелій, що спостерігалось в експериментах. Потік тепла з нагрітого до 5 К твердого тіла в холодний надплинний гелій, обумовлений непружним процесом, який дає найбільший внесок, виявляється в 2,3 рази більше, ніж потік тепла за рахунок пружного процесу. Розрахований кутовий розподіл фононів, що випромінюються твердим тілом у надплинний гелій, співпадає з експериментальним.

(І.М. Адаменко, Є.К. Немченко, ХНУ ім. В.Н. Каразіна)

Виявлено нові особливості переходу від ламінарного до турбулентного стану в надплинному ^4He в області температур до 0,1 К і тисків до 24,8 бар. Експерименти проводились методом кварцового камертона, зануреного у рідину. Реєструвалась залежність швидкості коливань камертона ν від збуджуючої сили F , а критична швидкість переходу до турбулентного стану ν_c знаходилась з характерного злому на цій залежності. Показано, що при низьких температурах ($T < 0,5$ К) величина ν_c визначається випромінюванням першого звуку, а при високих температурах ($T > 0,9$ К) – в'язкісною дисипацією. Ефект акустичного випромінювання суттєво залежить від довжини хвилі звуку λ , яку в експерименті можна було змінювати шляхом зміни тиску рідини. Було досліджено 8 камертонів з різними геометричними розмірами при різних температурах та тисках і виявлено, що критична швидкість ν_c в залежності від збуджуючої потужності $W = F\nu$ може бути описана універсальною залежністю, представленою на рис. 3. Чітко виделені два різних режими – при $W > 10^{-8}$ Вт експериментальні дані добре описуються залежністю $W \sim \nu_c^3$ (пряма лінія), що характерно для турбулентності в класичних рідинах, а при $W < 10^{-9}$ Вт ν_c практично не залежить від W , що зумовлено домінуванням квантованих вихорів. У проміжній області потужностей ($10^{-9} < W < 10^{-8}$ Вт) турбулентність визначається як квантовими, так і класичними вихорами.



(І.А. Гриценко, Г.О. Шешин, ФТІНТ НАНУ)

Рис.1.3 Залежність критичної швидкості переходу до турбулентного стану від потужності збудженого сигналу. Експериментальні точки відповідають різним камертонам при різних режимах роботи. Прямая лінія відповідає залежності $W \sim v_c^3$.

Розглянуто поглинання енергії електромагнітного поля надплинною системою в припущенні, що атоми мають власний дипольний момент. Було використано модифіковане рівняння Гроса - Пітаєвського, що враховує релаксацію і взаємодію зі змінним електричним полем. Показано, що поглинання енергії має резонансний характер, тільки якщо криві дисперсії електромагнітної хвилі і збуджень надплинної системи перетинаються. Відзначається, що така ситуація можлива, якщо у надплинній системі існує гілка збуджень з енергетичною щільною при малих імпульсах. Наявні експерименти по поглинанню НВЧ випромінювання у надплинному гелії інтерпретуються як свідчення існування таких щільних збуджень. Запропонована на якісному рівні можлива модифікація спектра збуджень надплинного гелію при наявності гілки збуджень з енергетичною щільною.

У рамках феноменологічного підходу одержані рівняння гідродинаміки нормальної і надплинної рідин, що мають спонтанну електричну поляризацію. Показано, що поширення звукових хвиль у середовищах зі спонтанною поляризацією супроводжується коливаннями електричного поля. Обчислено поправки до швидкостей першого і другого звуку в нормальній і надплинній полярних рідинах.

Вивчено поширення електромагнітних хвиль у бозе-ейнштейнівському конденсаті атомів, що мають як власний дипольний момент, так і дипольний момент, який виникає при поляризації під дією поля. Показано, що у випадку перетинання дисперсійних кривих виникає гібридизація спектрів збуджень конденсату й електромагнітної хвилі. Показано, що поширення звукових коливань може супроводжуватися коливаннями електричного поля.

(Ю.М. Полуктов, ННЦ ХФТІ НАНУ)

Досліджено умови формування бозе-конденсату фотонів, що знаходяться у термодинамічній рівновазі з ідеальним газом дворівневих бозе-атомів нижче за температуру виродження. Побудовано рівняння, що описують термодинамічну рівновагу в такій системі. Для різних випадків знайдено вирази для критичних температур і густин бозе-конденсатів у фотонній та атомарній компонентах системи. Визначено умови співіснування бозе-конденсатів в атомарних і фотонних підсистемах. Передбачено можливість «лавинної»

конденсації фотонів, що знаходяться у рівновазі з атомарною підсистемою, при наявності бозе - конденсату в компоненті атомів в основному стані. Даний випадок видається моделлю ситуації, відомої як зупинка світла в бозе-ейнштейнівському конденсаті ультрахолодних атомів. Показано також можливість «накачки» у такій системі інверсної заселеності атомарних рівнів шляхом зниження температури. Така ситуація може видаватися перспективною з точки зору зберігання (чи накопичення) світла в атомних парах при наднизьких температурах.

(Ю.В. Слюсаренко, Н.П. Бойченко, Інститут теоретичної фізики ім. О.І. Ахієзера ННЦ ХФТІ НАНУ)

Проведено дослідження умов реалізації екситонної надплинності у системах зі спонтанною міжшаровою когерентністю, де екситон утворюється електроном в одному шарі й діркою в іншому. Екситони мають постійний дипольний момент, орієнтований нормально до площини шарів, що приводить до значних сил відштовхування між екситонами. Проблему розльоту екситонів вирішують за допомогою уловлювача, що захоплює екситони. У якості уловлювача часто виступає заряджений металевий диск, що розміщений над двошаровою системою. Час рекомбінації вдається збільшити, розмістивши систему в сильному нормальному до шарів магнітному полі. Розглянута задача про поведінку електронейтральної надплинної системи в схрещених магнітному та електричному полях. Передбачено, що в цих умовах у системі можуть спонтанно виникати квантовані планарні вихорі. Фізична причина виникнення вихорів полягає в тому, що в магнітному полі в корі вихору з'являється поляризаційний заряд, а заряд протилежного знаку, що компенсує його, виникає на поверхні системи. Заряд вихору та компенсуючий поверхневий заряд можуть бути рознесені в просторі на макроскопічно велику відстань. У результаті сумарна енергія заряду вихору й компенсуючого заряду в неоднорідному електричному полі може стати негативною. Установлено, що поля індукують появу вихорів, якщо електричний потенціал диску перевищує критичне значення $\varphi_c = \frac{hc}{2\alpha H} \ln 2R/\zeta$, де R – радіус диска, ζ – радіус кора вихору. У магнітному полі $H=10$ Тл потенціал $\varphi_c \approx 3 \cdot 10^4$ В. Цей потенціал має порядок тих значень, які використовуються в експерименті.

(С.І. Шевченко, ФТІНТ НАНУ)

Експериментально досліджено провідність поверхневих електронів над плівкою рідкого гелію, яка покриває структуровану підкладку з кремнію, що містить регулярну систему мікропор, у температурному інтервалі $T = 1,5 - 2,7$ К для кількох значень притискуючого електричного поля, нормального до шару зарядів. Встановлено, що в області $T \geq 2,5$ К провідність різко спадає, що можна пояснити утворенням автолокалізованого поляронного стану електрона над гелієвою плівкою. Для перевірки припущення про виникнення поляронного стану поверхневого електрона в парі гелію з великою густиною виконано теоретичний розрахунок вільної енергії полярона, мінімум якої з'являється при підвищенні температури до деякого критичного значення, залежність якого від притискуючого поля перебуває в якісній згоді з експериментальними даними щодо температури різкого падіння провідності. Розрахунок прогнозує залежність критичної

температури від параметрів потенціалу, що діє в площині поверхні гелію й пов'язаного зі спотворенням форми поверхні гелію через структуру підкладки, що сприяє появі локалізованого заряду над плівкою гелію.

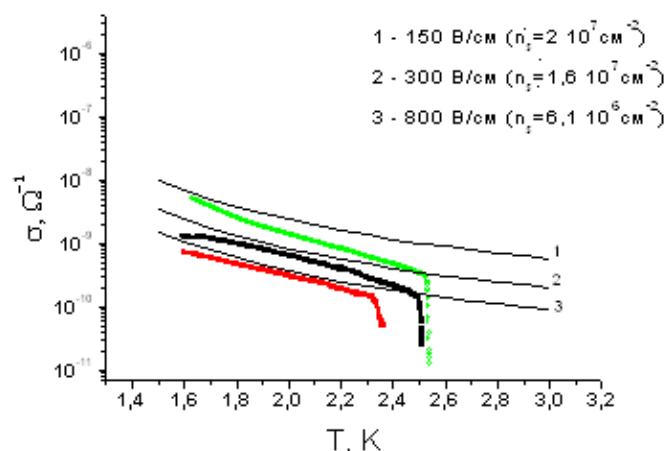


Рис. 1.4 Провідність поверхневих електронів над плівкою рідкого гелію, яка покриває структуровану підкладку з кремнію, що містить регулярну систему мікропор.

Результати порівнюються з даними стосовно автолокалізації квазіодновимірних електронів у паровій фазі над гелієм. Таке порівняння демонструє деяке зниження характерної температури формування автолокалізованого стану поверхневого електрона при переході від квазіодновимірної системи до системи електронів над структурованою підкладкою. Ефект пов'язаний з локалізуючою дією ефективного потенціалу завдяки скривленню поверхні гелію над порами, хоча кількісний розрахунок вільної енергії у цьому випадку практично неможливий, і аналіз проводиться з ефективним потенціалом, який враховує ефекти скривлення поверхні лише якісно.

(В.О. Ніколаєнко, О.В. Смородін, С.С. Соколов, ФТІНТ НАНУ)

Експериментально досліджено динамічні переходи в двовимірному вігнерівському кристалі над поверхнею рідкого гелію в умовах неповної екранування притискуючого потенціалу. Виявлено, що критичне електричне поле, що викликає перехід, залежить від поверхневої щільності електронного шару і не залежить від притискуючого поля. Передбачається, що динамічний перехід є пов'язаним в першу чергу з руйнуванням просторового порядку в системі, що веде до делокалізації електронів і, як слідство, зміни особливостей електрон-риплонної взаємодії.

Отримані результати вказують на те, що при динамічному переході, як і при плавленні електронного кристала в рівноважних умовах, роль електрон-електронної взаємодії є визначальною. При зміні електрон-електронної взаємодії в залежності від поверхневої густини електронного шару змінюються і критичні параметри: температура плавлення або критичне ведуче поле динамічного переходу. Зміна ж електрон-риплонної взаємодії при зміні притискуючого поля не позначається на критичному полі при динамічному переході та, напевно, на температурі плавлення, хоча прямих експериментальних даних для випадку плавлення немає. Імовірний сценарій динамічного переходу полягає в тому, що при збільшенні ведучого поля виникають та розвиваються спотворення кристалічної ґратки, що призводить зрештою до зникнення просторового порядку. В результаті цих процесів змінюються і умови локалізації електронів, що призводить до відповідних змін деформаційного рельєфу поверхні рідини. Враховуючи це, важливу роль для розуміння

динамічних переходів могли б зіграти теоретичні дослідження особливостей взаємодії дефектів кристалічної ґратки кристала з поверхнею рідини.

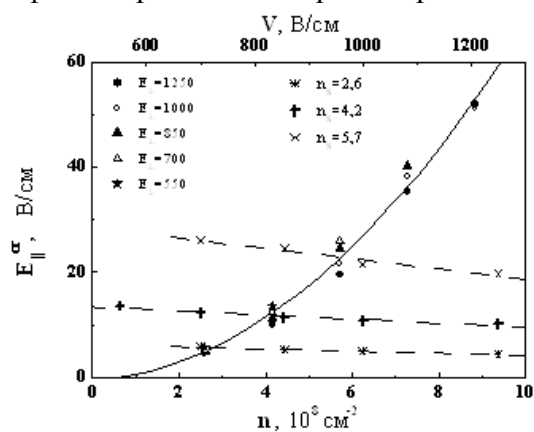


Рис. 1.5 Залежність критичного поля від поверхневої густини кристала при різних притискуючих полях E_{\perp} , В/см та залежності критичного поля від притискуючого поля при фіксованих поверхневих густинах кристала n_s , 10^8 см^{-2} . Вимірювальна частота $f = 3 \text{ МГц}$, $T = 0,1 \text{ К}$.

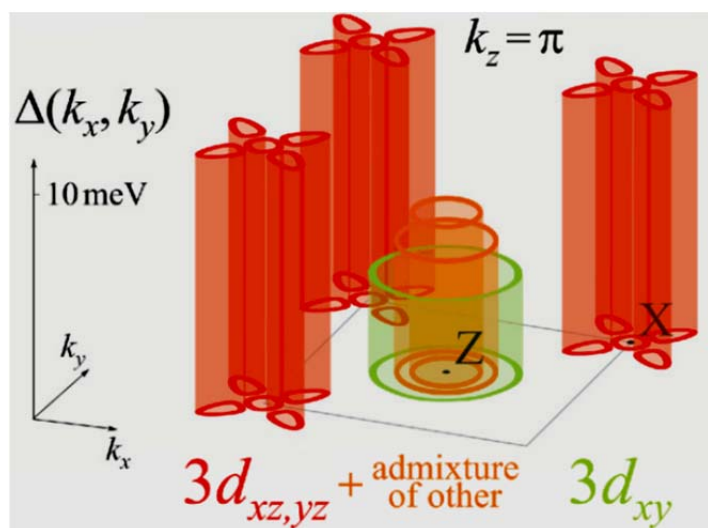
(В.Ю. Сивоконь, К.А. Наседкін, І.В. Шарапова, ФТІНТ НАНУ)

Проведено теоретичне дослідження умов утворення наноструктури у різних рідинних системах. Показано, що реалізація нанокластерами оберտальних ступенів свободи може призводити до формування наноструктури і її термодинамічної стабілізації. На прикладі утворення нанокристалів в розплаві, крапель рідини в паровій фазі, ротонних кластерів в надплинному гелії показано, що зростання ентропії внаслідок оберտального руху наночастинок може компенсувати енергію утворення нанокластерів і робить наногетерогенний стан системи термодинамічно вигідним. Подібно до вакансій в кристалах, такі утворення являються термодинамічно рівноважними структурними дефектами речовини. В рамках двох рідинної моделі надплинного гелія, встановлено, що при енергії утворення ротона $E_{rot}/k_B \approx -7.9 \cdot K$ значення вільної енергії ротона $F_{rot}/k_B \approx -8 \cdot K$ і ротон в надплинному гелії є термодинамічно рівноважним утворенням.

(А.І. Карасевський, Інститут металофізики НАНУ)

Секція «Фізика надпровідності»

Використовуючи вдосконалений метод фотоелектронної спектроскопії з кутовим розділенням (ARPES), що дозволяє додаткове розділення електронних станів за їх симетрією, метод Андрієвської спектроскопії та вимірювання намагніченості, доведено існування чіткого зв'язку між орбітальним характером електронних станів і їх схильністю до надпровідності у надпровідниках на основі заліза. Це означає, що зв'язок між надпровідним та магнітоструктурним переходами виходить за рамки простого конкурування за поверхню Фермі та доводить важливість орбітальної фізики в залізних надпровідниках.



Sc. gap (meV)	Orbital composition
10	$d_{xz,yz}$
5.5	$d_{xz,yz} + d_{3z^2-r^2}$
3.5	d_{xy}
~3	$d_{3z^2-r^2}$

Таблиця 2.1 Величина надпровідної щілини у залежності від орбітального складу відповідних зон.

Рис.2.1 Розподіл величин надпровідної щілини по різних поверхнях Фермі оптимально допованого $\text{Ba}(\text{K})\text{Fe}_2\text{As}_2$, різні кольори відповідають різному орбітальному складу.

(О.А. Кордюк та О.І. Плющай, ІМФ НАНУ, С.А. Кузьмічов, В.М. Пудалов, Фізичний інститут РАН, Москва, Д.В. Євтушинський, С.В. Борисенко М. Abdel-Hafiez, IFW Dresden).

Показано, що структура функції Гріна квазічастинок в сильно корельованих електронних системах визначається не тільки власною енергією Хаббарда квазічастинок, а й силовим оператором. Це призводить до додаткового, непарного по імпульсу внеску до спектральної функції, яким можна пояснити спостережувану асиметрію фотоемісійних спектрів. Таким чином, зазначена асиметрія може бути мірою сили електронних кореляцій в квазідвовимірних матеріалах.

(О. А. Кордюк та Є. Кушніренко, ІМФ НАНУ, О. І. Шнайдер та С. Г. Овчінніков, Інститут фізики СО РАН, Красноярськ)

Було теоретично досліджено наномеханічну систему, що складається з квантової точки та наномеханічного резонатора. Побудовано полукласичну теорію для такої системи. Показано, що зворотній вплив електронних станів квантової точки на коливання

наномеханічного резонатора змінює як резонансну частоту, так і добротність резонатора, як це показано на рисунку. Підвищення та зменшення добротності відповідає посиленню та послабленню осциляцій, що можна також трактувати як сизифово посилення та охолодження наномеханічного резонатора квантовою точкою.

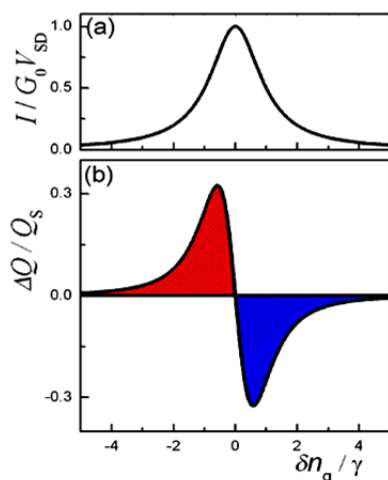


Рис. 2.2 Залежність струму через квантову точку (а) та змінення добротності наномеханічного резонатора (б) як функція затворної напруги.

(С.М. Шевченко, ФТІНТ НАНУ та ХНУ, Д.Г. Рубанов, ХНУ, Ф. Норі, РІКЕН, Сайтама, Японія).

Розроблено та реалізовано переходи Джозефсона нового типу MoRe-Si(W)-MoRe із надвисокими значеннями характеристичної напруги $V=I_C R_N$. В цих переходах Джозефсона реалізовано (патент України) новий тип транспорту заряду – резонансно-перколяційний транспорт, що поєднує в собі Андріївські відбиття на інтерфейсах надпровідник-напівпровідник (MoRe-Si) та проходження електроном кількох кластерів металу в шарі напівпровідника (Si(W)). Завдяки цьому реалізовано ефект керування висотою тунельного бар'єру переходів Джозефсона шляхом введення електронів в кластери вольфраму, що і призвело до реалізації у цих переходах високих значень характеристичної напруги $V=I_C R_N$ (I_C - критичний струм Джозефсона, R_N – опір переходу в нормальному стані). Переходи із високими значеннями $I_C R_N$ є дуже перспективними для різних електронних та НВЧ використань (детектори, міксери, багатоканальні приймачі, частотоміри, перемикачі НВЧ випромінювання, стандарти напруги в метрології).

(В.С.Шатернік, О.Ю.Суворов ІМФ НАНУ, А.П.Шаповалов ІНМ НАНУ, М.О.Білоголовський ДонФТІ НАНУ)

Розроблена технологія синтезу тонких плівок дибориду магнію та джозефсонівських гетероструктур на їх основі, що має в своєму технологічному циклі прийоми фізичної та хімічної модифікації, включаючи використання технологій високих тисків, які дозволяють цілеспрямовано керувати дисперсністю зеренної структури на нанорівні, станом поверхні, морфологією створюваних тонких плівок, їх надпровідними властивостями, зокрема критичною густиною надпровідного струму в них. Технологія дозволяє, базуючись на єдиному технологічному циклі, випускати надпровідні тонкі плівки, у тому числі із різними нановключеннями, що модифіковані під певні функціональні задачі.

(В.С.Шатернік ІМФ НАНУ, А.П.Шаповалов, Т.О.Пріхна, А.В.Шатернік ІНМ НАНУ)

Експериментально встановлено та теоретично обґрунтовано нове макроскопічне квантове інтерференційне явище в надпровідній структурі, яка на відміну від стандартних надпровідних магнітометрів (СКВІДів) не містить джозефсонівських контактів. Одержане явище осциляцій критичного току надпровідного струму двозв'язних плівок у зовнішньому магнітному полі може бути застосоване для розробки нових типів надпровідних приладів.

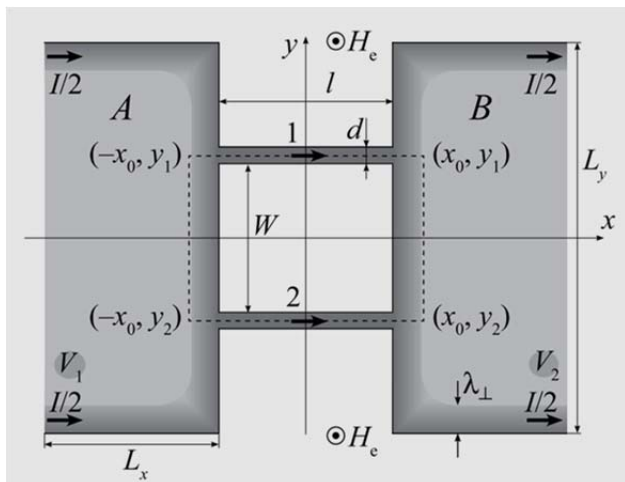


Рис.2.3 Тонкоплівкова двозв'язкова надпровідна структура

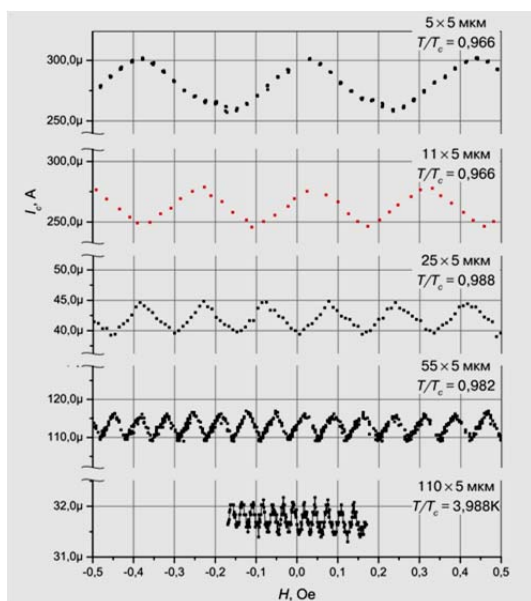


Рис. 2.4 Експериментально спостережені осциляції критичного току у зовнішньому магнітному полі

Побудована теорія, що описує експериментальні дані:

$$\xi^2 \frac{d^2 f_{1,2}}{dx^2} + \left[1 - f_{1,2}^2 - \frac{4\bar{j}_{1,2}^2}{27j_{c0}^2} \frac{1}{f_{1,2}^4} \right] f_{1,2} = 0$$

$$f_{1,2}^4 (1 - f_{1,2}^2) = \frac{4\bar{j}_{1,2}^2}{27j_{c0}^2}$$

$$J_c \equiv \frac{I_c}{S} = 2\bar{j}_c - 3\sqrt{3}\pi \frac{\xi}{l} j_{c0} \frac{f_{\bar{j}_c}^2}{1 + f_{\bar{j}_c}^2 \Lambda} \left[1 - \frac{8}{27f_{\bar{j}_c}^6 (1 + f_{\bar{j}_c}^2 \Lambda)} \frac{\bar{j}_c^2}{j_{c0}^2} \right] \left| N - \frac{\bar{\Phi}_e}{\Phi_0} \right| + o\left(\frac{\xi}{l}\right),$$

$$\max_N \left| N - \frac{\bar{\Phi}_e}{\Phi_0} \right| \sim 1.$$

(О.М. Омелянчук, О.Г. Сиваков, А.С. Похила, С.В. Куплевахський, ФТІНТ НАНУ)

Розроблена дослідно-промислова технологія синтезу масивних надпровідних наноструктурних високощільних матеріалів на основі дибориду магнію в умовах високих (2 ГПа) та помірних тисків (30 МПа) з високим рівнем зв'язаності та виробів з них циліндричної, прямокутної та кільцевої форми розміром до 150-200 мм у діаметрі і висотою до 20-50 мм з високими рівнем густини критичного струму (до 10^6 А/см² при 20 К у магнітних полях 0-1 Тл), верхнім критичним магнітним полем (до 15 Тл при 22 К), полем необоротності (до 15 Тл при 19 К) та механічними властивостями з робочою температурою 20-30 К для застосування у струмообмежувачах (як SNART матеріали), електромоторах (надпровідних двигунах кораблів, підводних човнів та літаків, генераторах, робочих вузлах насосів для перекачування зріджених газів), магнітах резонансних томографів та установках ядерного магнітного резонансу, магнітних підшипниках (швидкообертючих центрифуг, сильно навантажених вітряних млинів, накопичувачі енергії типу «махове колесо»), транспорті на магнітному підвісі.

Розроблена дослідно-промислова технологія виготовлення плавлених текстурованих керамічних матеріалів на основі $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (ПТ- $YBaCuO$) (масивних та тонкостінних) згідно якої насичення киснем структури матеріалу з метою надання високого рівня надпровідних властивостей проводиться в умовах підвищеного (до 10-16 МПа) тиску кисню і високих температур (700-900 °С), що дозволяє досягти рекордно високих значень густини критичних струмів ($j_c \cong 100$ кА/см² у полі 0 Тл і 55 кА/см² при 77 К у полі 2 Тл), поля необоротності ($B_{irr} = 9,5$ Тл при 77 К в площині ab $Y123$) за рахунок підвищення густини двійникування та механічних характеристик (мікротвердості до $HV = 7,6$ ГПа і тріщиностійкості до 4,4 МПа·м^{0,5} при навантаженні 4,9 Н) для роботи при температурі рідкого азоту у струмообмежувачах, електромоторах, магнітних підшипниках та транспорті на магнітному підвісі (у чистих кімнатах) та ін.

Розроблено та запатентовано спосіб створення нового типу переходів Джозефсона з резонансно-перколяційним транспортом заряду крізь напівпровідниковий бар'єр збільшеною товщиною та допований вольфрамом. Запропонована фізична модель, що розглядає цей бар'єр, як ряд резонансно зв'язаних бар'єрів та пояснює виникнення притаманних для цих переходів рекордних значень характеристичної напруги в порівнянні з традиційними типами переходів SIS (надпровідник- ізолятор - надпровідник - тунельний транспорт заряду) або SNS (надпровідник-нормальний метал- надпровідник - безпосередній тип провідності)

Розроблено методику магнетронного осадження високоякісних надпровідних плівок MgB_2 . Встановлено, що, не дивлячись на високий вміст домішкового кисню в плівковому матеріалі на основі MgB_2 , саме його рівномірний (на нанорівні) розподіл у структурі матеріалу сприяє високій густині критичного струму $1,8 \cdot 10^{11} - 8,2 \cdot 10^{10}$ А/м² при 10 К в полях 0-1 Тл. Показано, що у в таких плівках дибориду магнію реалізується змішаний зернограничний та точковий тип пінінгу, що забезпечується частковим збагачення киснем границь зерен (розміром 20-30 нм) матричної Mg-B-O фази.

Встановлено, що в системі $(Cr_xV_{1-x})_{n+1}AlC_n$ ($n=1,2,3$) утворюється неперервний ряд твердих розчинів при $x=0$ 1 в діапазоні температур 1300 °С-1600 °С. Збільшення температури синтезу до 1600 °С приводить до утворення домішкових фаз Al_2O_3 , $(Cr,V)C$, $(Cr_xV_{1-x})_3AlC_2$ та $(Cr_xV_{1-x})_4AlC_3$ у зразках із високим вмістом Cr, тоді, як фаза V_2AlC залишається стабільною.

Встановлено закономірності синтезу MAX фази типу 312 в системі $(Cr_xV_{1-x})_{n+1}AlC_n$ методом гарячого ізостатичного пресування (при 50 МПа).

(Т.О. Пріхна, Інституту надтвердих матеріалів НАНУ)

Виявлено принцип суперпозиції для нелінійних джозефсонівських плазмових хвиль у шаруватих надпровідниках, який є дуже незвичайним для нелінійних середовищ. Теоретично розглянуто відбиття та проходження терагерцевих хвиль крізь надпровідну пластину скінченних розмірів, яку поміщено у прямокутний хвилевід. Передбачається, що надпровідні шари паралельні вісі хвилеводу. Показано, що існують хвилі із двома взаємно ортогональними поляризаціями, які, незважаючи на нелінійність, відбиваються та проходять крізь надпровідник незалежно одна від другої. Хвиля першої поляризації викликає сильний екрануючий струм вздовж кристалографічної площини **ab**, і тому вона майже повністю відбивається. Хвиля другої поляризації не містить компоненти електричного поля, паралельної одночасно поверхні зразка та площині **ab**. Ця нелінійна хвиля не викликає сильних екрануючих струмів, вона частково відбивається та частково проходить крізь зразок. На основі відкритого принципу суперпозиції нами запропоновано новий загальний метод вирішення нелінійних проблем розповсюдження джозефсонівських плазмових хвиль.

(Т.Н. Рохманова, С.С. Апостолов, З.О. Майзеліс, В.О. Ямпольський, ІРЕ НАНУ; F. Nori, RIKEN, Japan)

Теоретично вивчено перехідне випромінювання об'ємних та поверхневих джозефсонівських плазмових хвиль електроном, що перетинає межу ізотропний діелектрик-шаруватий надпровідник. Розглянуто геометрію, коли напрям руху електрона та орієнтація надпровідних шарів перпендикулярні межі розділу середовищ. Показано, що, на відміну від випадку ізотропних середовищ, завдяки дуже сильній анізотропії властивостей шаруватого надпровідника, черенковське випромінювання чітко виділяється на фоні перехідного випромінювання

(Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко, В.О. Ямпольський, ІРЕ НАН; F. Nori, RIKEN, Japan)

Розв'язана задача про депінінг вихору Абрикосова з протяжного c - орієнтованого лінійного дефекту в пластині 3D анізотропного надпровідника товщиною $d > 2\lambda$ ($\lambda = \lambda_{ab}$ – лондонівська глибина проникнення) під дією неоднорідно розподіленої сили Лоренца при низьких температурах ($T \ll T_c$). Ця задача розглянута в рамках класичної механіки як задача про поведінку пружної вихрової струни, що знаходиться в потенціальній ямі, утвореній лінійним дефектом, а також, під дією сили Лоренца, що діє на кінці вихору в екрануючому шарі товщиною λ поблизу обох поверхонь пластини при протіканні транспортного мейсснеровського струму (див. Рис.2.5). Аналітичними та чисельними методами досліджено проблему стійкості запінінгованого стану вихору на лінійному дефекті. Для різних модельних видів потенціалу пінінгу знайдено рівноважну форму вигнутої вихрової лінії і отримано умови для порогу нестійкості та відповідної густини критичного струму депінінгу j_c на поверхні зразка. Показано, що ця нестійкість стану пінінгу виникає поблизу поверхні, а потім поширюється углиб надпровідника завдяки пружності абрикосовських вихрових ниток. Обраховано залежність середньої густини критичного струму у надпровіднику з

лінійними дефектами при низьких температурах і малих магнітних полях від товщини надпровідної пластини $d < j_c(d) > \propto d^n$, ($n \leq 1$), що узгоджується із експериментальними даними, отриманими на плівках і монокристалічних пластинах ВТНП із стовбчастими дефектами. Цей результат свідчить про те, що самі лише лінійні дефекти не є достатньо ефективними центрами пінінгу для забезпечення високої струмонесучої здатності надпровідника, незважаючи на те, що вони пінінують вихори уздовж всієї довжини.

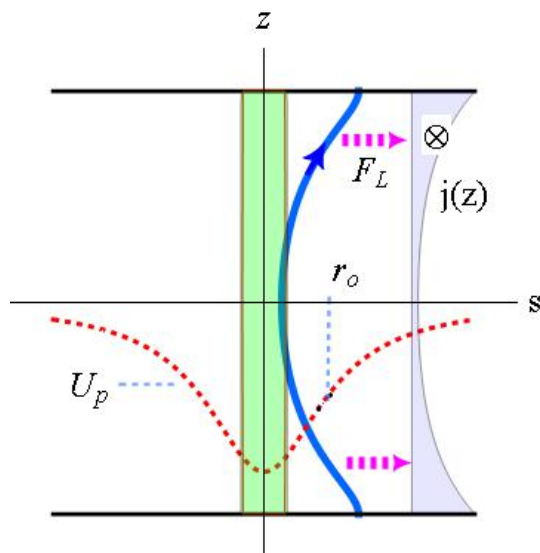


Рис. 2.5

(О.Л.Касаткін, ІМФ НАНУ; В.О.Федірко, МІЕТ, Москва; С.В.Поляков, Інститут прикладної математики, РАН, Москва)

Точно вирішено задачу стабільності критичного стану двошарового жорсткого надпровідника (Рис. 2.6: поверхневий надпровідний шар - SC-I, надпровідний кор - SC-II) другого роду, шари якого мають різні фізичні властивості (щільність критичного струму J_{0i} , питома теплоємність C_i та критична температура T_{ci}). Сумісне рішення рівнянь Максвелла та теплового балансу у адиабатичному наближенні ($\tau = D_t / D_m = 0$; D_t, D_m – коефіцієнти термічної та магнітної дифузії) дозволило встановити верхній поріг стійкості властивостей надпровідника (перше критичне магнітне поле нестійкості B_{1f}):

$$B_{1f}(T) = B_2(T) \left(1 - \frac{2}{\pi} \arctg \left[\frac{\sqrt{\frac{T_{c1} J_{1T}(T) C_2(T)}{T_{c2} J_{2T}(T) C_1(T)}} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi \delta_1 J_{02} J_{1T}(T)}{2 B_1(T) K} \right)}{K} \right] \right) + \mu_0 \delta_1 \frac{J_{02} J_{1T}(T)}{K};$$

тут

$$B_1(T) = \frac{\pi}{2} \sqrt{\mu_0 C_1(T) (T_{c1} - T)} \quad \text{та} \quad B_2(T) = \frac{\pi}{2} \sqrt{\mu_0 C_2(T) (T_{c2} - T)}$$

- критерії

нестійкості поверхневого шару та кору, відповідно, T - температура експерименту, $K = J_{02} / J_{01}$ - відношення критичних струмів. Таким чином, провідні та теплові властивості значно впливають на стабільність критичного стану двошарового надпровідника.

Встановлено, що критичне магнітне поле також значно залежить від товщини поверхневого шару та відношення критичних струмів. Ми знайшли оптимальну товщину δ_{1opt} зовнішнього шару, що призводить до максимального збільшення порога стійкості - магнітного

поля, при якому відбувається перша термомагнітна лавина (гігантський стрибок магнітного потоку та інших фізичних властивостей). Розрахунки проводились для надпровідника Nb_3Sn (критичний струм $J_{02}=6 \cdot 10^9 A/m^2$, $K=4$, $T=4,2K$), покритого шаром $NbTi$, матеріалів, що найбільше використовуються в ошадній енергетиці. Показано, що при виборі оптимальної товщини покриття поріг стійкості властивостей надпровідника зростає більш ніж на 60%. У двошаровому дроті настільки ж зростає і енергоощадний транспорт електричного струму, а потужність електричної енергії росте ще більше, оскільки вона визначається квадратом струму. Для надпровідного дроту ($Nb_3Sn+NbTi$) розрахована температурна залежність поля першої нестійкості B_{1ff} та оптимальної товщини поверхневого шару δ_{1opt} (Рис. 2.7 та 2.8).

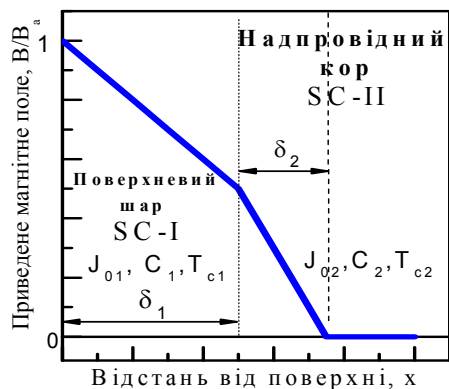


Рис.2.6 Розподіл магнітного поля у двошаровому надпровіднику.

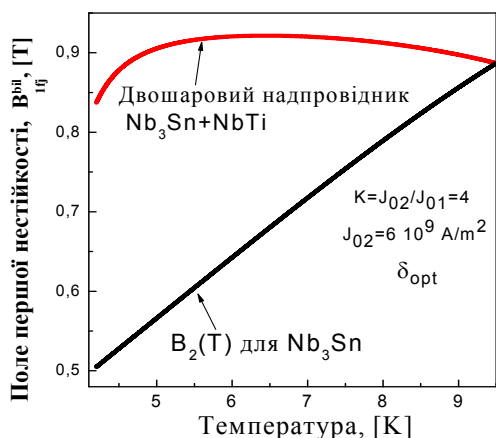


Рис.2.7 Температурна залежність поля першої нестійкості для Nb_3Sn та двошарового надпровідника $Nb_3Sn+NbTi$.

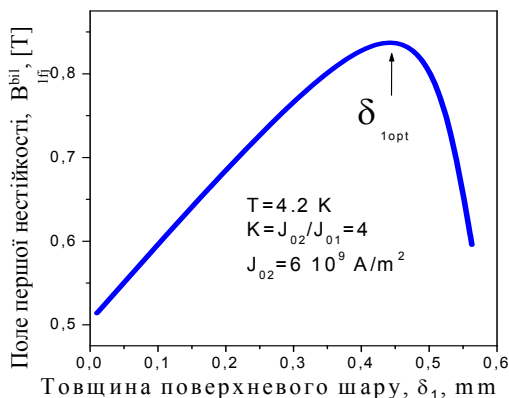
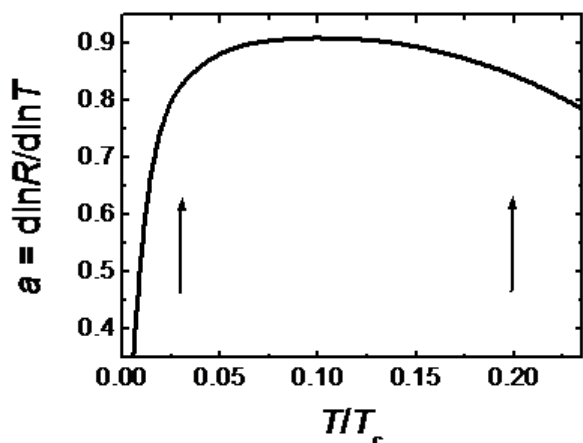


Рис.2.8 Залежність магнітного поля першої нестійкості від товщини поверхневого шару.

(В.В. Чабаненко, ДонФТІ НАНУ, В.Ф. Русаков, О.М. Чумак, ДонНУ)

Прецизійні виміри температури навколишнього середовища від 4.2 до 20 К є актуальною проблемою для різних галузей наукових знань і практичної діяльності. Найбільш важливим параметром, що характеризує ефективність роботи резистивного термометра, є чутливість його опору до температури $a = d\ln R/d\ln T$. Основним недоліком запропонованих до



теперішнього часу надпровідникових тунельних термометрів є зменшення їх робочої області з ростом параметру a , малий діапазон вимірюваних температур, що обумовлено обмеженнями на величину критичної температури в звичайних надпровідниках, і необхідність ретельної фіксації величини постійної напруги, яка подається на тунельний перехід, з точністю менше одного відсотка. Нами запропоновано замінити традиційний метал з s-хвильовою симетрією параметра

порядку на високотемпературний надпровідник, завдяки чому досягається істотне розширення діапазону вимірюваних температур із достатньо високою чутливістю a (див. рисунок) і перехід від кінцевої величини напруги зміщення до нульової. Спільні експериментальні роботи в цьому напрямку будуть розпочаті в 2015 році на базі Університету ім. Фрідріха Шіллера, Йена, Німеччина.

(М.О. Білоголовський, О.С. Житлухіна, ДонФТІ НАНУ)

Досліджені анізотропії механізмів провідності монокристалів $\text{Pr}_y\text{Y}_{1-y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в широкому інтервалі концентрацій празеодима в припущенні переходу від металевої провідності до напівпровідникової з урахуванням флуктуаційної провідності в 3-D моделі Асламазова-Ларкіна. Встановлено, що із зростанням концентрації празеодима анізотропія ідеального опору проходить через максимум при $y \approx 0.19$. Температурна залежність анізотропії напівпровідникового опору демонструє максимум, який пов'язаний із стрибками змінної довжини уздовж осі c ; температурна залежність анізотропії флуктуаційної провідності проходить через максимум, обумовлений значною анізотропією довжини когерентності. Показано, що збільшення концентрації празеодима в монокристалах $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ приводить до посилення ефектів локалізації і придушення надпровідного стану. При цьому, на відміну від монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, анізотропія нормального електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ добре описується за допомогою універсального «закона $1/2$ » для термоактиваційної стрибкової провідності. Анізотропія T_c збільшується із зростанням y , причому найбільш різко анізотропія T_c зростає при наближенні до ненадпровідного складу.

Досліджена провідність в базисній площині чистих і допованих алюмінієм монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ до і після тривалої (до 17 років) витримки в атмосфері повітря. Показано, що тривала витримка приводить до зростання числа ефективних центрів розсіяння нормальних носіїв. В результаті старіння зразок оптимально допованого монокристала YBaCuO розпався на 3 фази з різними температурами переходу в надпровідний стан. Ширина надпровідних переходів в цих фазах значно збільшилася. Температурні залежності опору зберегли металевий характер. Флуктуаційна провідність поблизу T_c описується 3-D моделлю

Асламазова-Ларкина. Виявлені значні зміни характеристик розсіяння при старінні, тоді як температура Дебая змінилася слабо, а поперечна довжина когерентності залишилася постійною. Допування алюмінієм сприяє частковому уповільненню деградації провідних властивостей в процесі старіння експериментальних зразків. При цьому тривала витримка сприяє значному розширенню температурного інтервалу реалізації псевдоцілінного стану і істотному звуженню температурного інтервалу лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$.

Досліджений вплив високого гідростатичного тиску до 17 кбар на провідність в базисній ab-площині слабо допованих празеодимом ($x \approx 0,05$) монокристалічних зразків $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з системою однонаправлених двійникових меж. Виявлено, що, на відміну від бездомішкових зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, додаток високого тиску приводить до істотного зростання величини баричних похідних dT_c/dP та $d\xi_c/dP$ і зсуву по температурі точки 2D-3D кросовера. Проаналізовані можливі механізми впливу високого тиску на критичну температуру і довжину когерентності в об'ємі експериментального зразка в рамках моделі, що припускає наявність сингулярностей в електронному спектрі носіїв заряду, який характерний для ґраток з сильним зв'язком. Встановлено, що надмірна провідність $\Delta\sigma(T)$ монокристалів $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в широкому інтервалі температур $T_f < T < T^*$ підкоряється експоненціальній температурній залежності. При цьому опис надмірної провідності за допомогою співвідношення $\Delta\sigma \sim (1 - T/T^*)\exp(\Delta^*_{ab/T})$ може бути інтерпретоване в термінах теорії середнього поля, де T^* представлена, як середньополева температура надпровідного переходу, а температурна залежність псевдоціліни задовільно описується в рамках теорії кросовера БКШ-БЕК. Збільшення тиску, що додається, приводить до ефекту звуження температурного інтервалу реалізації ПЩ-режима, тим самим, розширюючи область лінійної залежності $\rho(T)$ в ab-площині.

(Г.Я. Хаджай, Р.В. Вовк, З.Ф. Назиров, ХНУ)

Секція «Фізика магнітних явищ»

Розвинуто модель опису залежностей рівноважної намагніченості від зовнішнього магнітного поля, нахиленого до осі анізотропії, $M(H_e)$, для наногранулярних плівок з перпендикулярною анізотропією. Модель застосовано для порівняння розрахунків з експериментами, проведеними з наногранульованою плівкою, у котрій, крім перпендикулярної анізотропії гранул, є також і внутрішньоплощинна. Аналітичні вирази у випадках нахиленого поля отримані для намагнічування в площинах, що містять нормаль до плівки й легку або важку осі внутрішньоплощинної анізотропії. Задача для довільного напрямку намагнічування може бути вирішена чисельно. Водночас, проведене порівняння з експериментом дозволило перевірити модель опису залежностей рівноважної намагніченості від зовнішнього магнітного поля, нахиленого до осі анізотропії, для наногранульованих плівок з перпендикулярною анізотропією, що мають значно менші відношення поля анізотропії до максимального поля розмагнічування ($\sim 1/25$) ніж ті, для яких ця модель застосовувалася раніше ($\sim 1/3$). Підтверджена придатність моделі до таких параметрів. Отримані результати можуть бути важливі для розробки функціональних пристроїв на наногранульованих плівках з перпендикулярною анізотропією.

(В.М. Калита, М.М.Кулик, А.Ф.Лозенко, С.М. Рябченко, Інститут фізики НАНУ)

Досліджені природа та особливості ізоструктурного магнітного фазового переходу в ізінгівському антиферромагнетикі. Із результатів дослідження термодинамічних властивостей такого дуже анізотропного антиферромагнетика випливає, що нижче за трикритичну температуру для опису його термодинамічних властивостей та фазових перетворень не можна користуватися наближеною теорією фазових переходів Ландау – в цьому випадку параметр порядку не є малим, і результати, що отримані в рамках цієї теорії, є лише якісними. Показано, що в ізінгівському антиферромагнетикі індукований зовнішнім магнітним полем ізоструктурний магнітний фазовий перехід I-го роду між антиферромагнітними фазами з різними величинами вектора антиферромагнетизму може бути пов'язаний з ентропією. Показано, що в залежності від температури стрибок ентропії, і відповідне тепловиділення в точці фазового переходу I-го роду може змінювати знак. В низькотемпературній області метамагнітного фазового переходу I-го роду стрибок ентропії є додатнім, а в області потрійної точки та при ізоструктурному магнітному фазовому переході стрибок ентропії від'ємний.

(Г. Ю. Лаванов, В. М. Калита, В. М. Локтев, НТУУ «КПІ», ІТФ НАНУ)

Були проведені експерименти з вивчення низькотемпературної поведінки магнітоакустичних характеристик монокристалічних сполук $Dy_2Ti_2O_7$ та $Ho_2Ti_2O_7$, що належать до класу магнітних фрустрованих систем типу спінового льоду. Характерною ознакою систем типу спінового льоду є висока ступінь виродження їх низькоенергетичних станів, коли багато таких станів (термодинамічне число) має однакову енергію. Магнітоакустичні дослідження цих сполук при низьких температурах (0.29 - 7 K) показали, що температурна та магнітопольова поведінка швидкості й поглинання звукових хвиль демонструє особливості, притаманні лише цьому класу магнітних систем. На Рис. 1 продемонстровано зразок такої

поведінки швидкості та поглинання звуку в $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ при температурі 0.29 К в залежності від зовнішнього магнітного поля. Особливим є не збільшення поглинання звуку в особливій точці фазової трансформації при приблизно 1.5 Т (переходу до нової конфігурації льоду на ґратці КагOME), а, навпаки, зменшення його в точці переходу. Нами була побудована теорія, яка пояснила таку поведінку магнітоакустичних характеристик спінового льоду. Показано, що саме висока ступінь виродження спінового льоду є причиною "негативної релаксації" в цих сполуках - має місце релаксація не до стану з реальною мінімальною енергією, а до динамічної конфігурації квазірівноваги, яка реалізується при критичному значенні магнітного поля в спіновому льоді під впливом звукової хвилі. На Рис.2 показано результати теоретичних розрахунків для поглинання звуку.

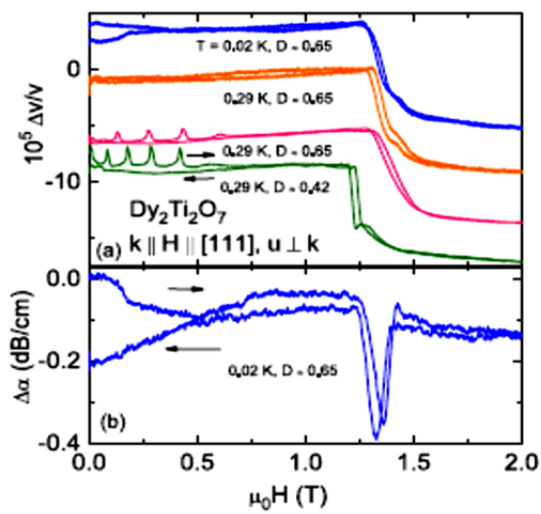


Рис. 3.1 Залежності швидкості (верхня частина) та поглинання (нижня частина) поперечного звуку в сполуці $\text{Dy}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ від зовнішнього магнітного поля при низьких температурах (D – розмагнічувальні чинники)

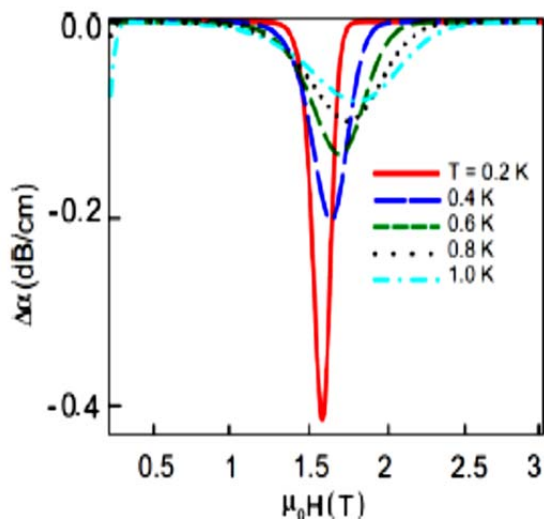


Рис. 3.2 Результати теоретичного розрахунку низькотемпературної залежності поглинання поперечного звуку у спіновому льоді від зовнішнього магнітного поля.

(А.А. Звягін, ФТІНТ НАНУ, S. Erfanifam, S. Zherlitsyn, S. Yasin, Y. Skourski, J. Wosnitza, A. A. Zvyagin, P. McClarty, R. Moessner, G. Balakrishnan, and O. A. Petrenko)

В останні роки однією з "найгарячіших" тематик сучасної фізики конденсованого стану стала розробка квантових комп'ютерів - систем, в яких використовується принцип квантової когерентності. Для боротьби з релаксацією, яка руйнує квантову когерентність, було запропоновано використовувати композитні елементарні комірки - кубіти, складові частини яких існують далеко одне від одного (але які пов'язані між собою однією хвильовою функцією), - так звані топологічні квантові комп'ютери. Природними натуральними складовими таких композитних кубітів повинні стати крайові Майоранові ферміонні стани, пошуком яких в останні роки активно займаються фізики. Згідно з раніше запропонованими сценаріями, Майоранові крайові стани повинні проявлятися в особливостях тунельних ефектів в квантових топологічних надпровідниках з сильною спін-орбітальною взаємодією в зовнішньому магнітному полі. Нами було запропоновано новий сценарій спостереження і маніпуляції з крайовими Майорановими станами топологічних надпровідників з сильною спін-орбітальною взаємодією в зовнішньому магнітному полі. А саме, запропоновано впливати на такі системи змінним магнітним полем, поляризація якого паралельна постійному магнітному полю. На рис. 3.3 показано, що поглинання зовнішнього змінного магнітного поля системою за рахунок Майоранових крайових станів суттєво відрізняється від поглинання при міжзонних переходах між станами системи.

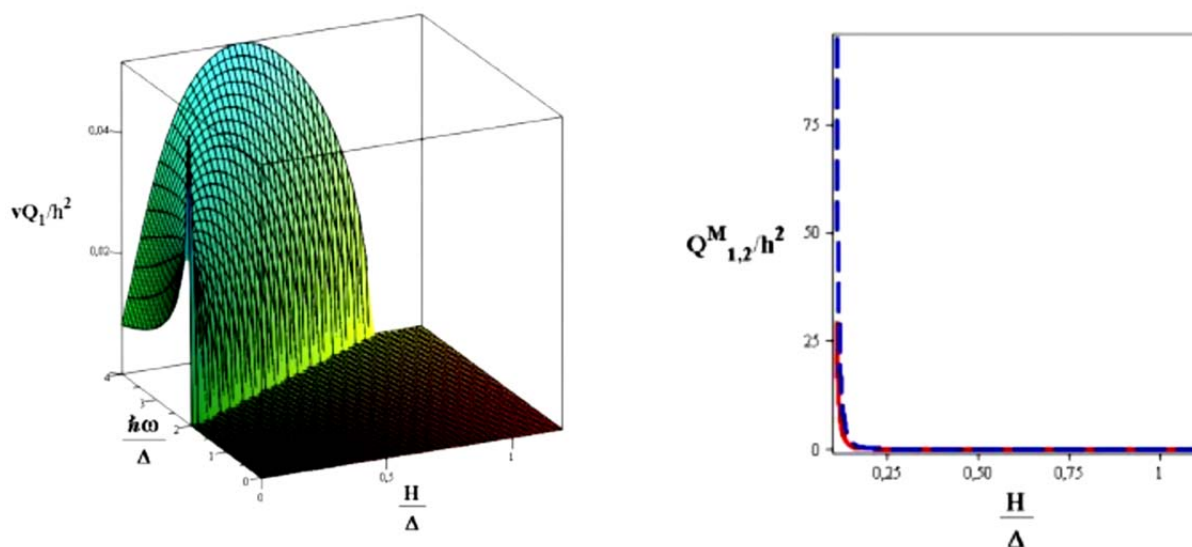


Рис.3.3 Поглинання зовнішнього змінного магнітного поля одновимірним топологічним надпровідником з сильною спін-орбітальною взаємодією, зумовлене переходами між зонними станами системи (ліва частина) та зумовлене Майорановими крайовими станами з нульовою енергією (права частина). Видно, що поглинання, зумовлене переходами в зоні, відбувається пороговим по частоті поля чином. З іншого боку, ненульове поглинання за рахунок зонних переходів має місце при всіх значеннях зовнішнього постійного поля, тоді як ненульове поглинання Майорановими крайовими станами відбувається тільки при малих значеннях постійного магнітного поля.

Таким чином, можна не тільки відрізнити відгук Майоранових крайових станів, але й маніпулювати станом композитного топологічного кубіту, який побудовано з крайових Майоранових ферміонів.

(А.А. Звягін, ФТІНТ НАНУ)

Проведено дослідження спектрів оптичного поглинання антиферомагнітного легкоплощинного кристалу $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ в зовнішніх магнітних полях. Рідкісноземельний фероборат $\text{Nd}_{0.5}\text{Gd}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, як і чисто неодимовий та гадолінієвий фероборати, проявляє одночасно магнітне та електричне впорядкування, що дає підстави віднести його до класу мультифероїків. Перспективність таких матеріалів у створенні багатофункціональних пристроїв і обумовлює актуальність дослідження фероборатів.

При орієнтації магнітного поля у базисній площині кристалу ($H \perp C_3$) в полях 1–4 кЕ виявлено різкі зміни спектру поглинання, що проявляють гістерезисні властивості (рис. 3.4 і 3.5). Вони пов'язані з процесами спінової переорієнтації та монодоменізації кристалу. В полях $H < 4$ кЕ в спектрі спостерігаються додаткові лінії поглинання, які зникають вище спін-переорієнтаційного переходу. Це може бути пов'язано з поглинанням магнітними доменними стінками, що руйнуються при фазовому переході.

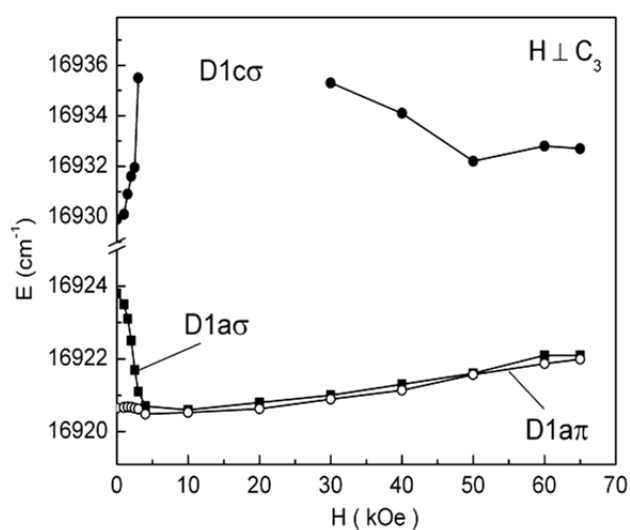


Рис. 3.4 Енергії ліній поглинання в області оптичного переходу ${}^4I_{9/2} \rightarrow ({}^4G_{5/2} + {}^2G_{7/2})$ в Nd^{3+} в залежності від напруженості магнітного поля $H \perp C_3$ при $T = 2$ К.

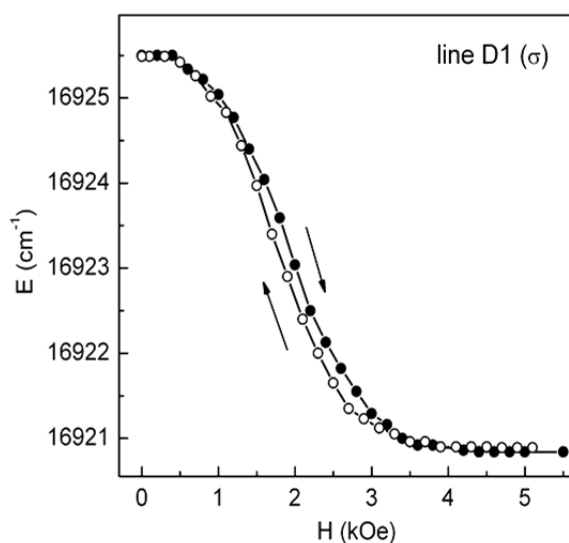


Рис. 3.5 Польова залежність енергії максимуму лінії D1 в σ -поляризації в області спін-переорієнтаційного фазового переходу.

(С.Л.Гнатченко, І.С.Качур, В.Г.Пірятинська, ФТІНТ НАНУ)

Останнім часом інтенсивно досліджуються рідкісноземельні фероборати у зв'язку з виявленням магнітоелектричного ефекту в ряді сполук цього класу. Складність магнітних взаємодій в цих системах пов'язана з присутністю двох різних ($3d$ і $4f$) видів магнітних іонів. Самарієвий фероборат нижче $T_N = 33$ К має велику спонтанну поляризацію в базисній площині. Досліджено спектр раманівського розсіювання світла в монокристалі $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в області частот $3 - 1500$ cm^{-1} в температурному інтервалі $10 - 300$ К. Виявлено всі фононні моди, що передбачаються теор-групповим аналізом для кристала даної симетрії. Визначено значення величин розщеплення між LO та TO компонентами полярних фононів. Було показано, що спектр двомагнонних збуджень ($\sim 30 - 95$ cm^{-1}) має складну форму (Рис. 3.3а) і спостерігається як з недіагональними, так і з діагональними компонентами тензора розсіювання. Така складна форма відображує особливості густини станів магнонних гілок. Оцінка енергії магнонів на границі зони Бриллюена складає $E_m \sim 47$ cm^{-1} . Досліджена

структура основного мультиплету ${}^6H_{5/2}$ іона Sm^{+3} (на малюнках стрілками позначені переходи між електронними рівнями) в парамагнітному та антиферомагнітному (Рис.3.6 а) станах та вплив на нього магнітного фазового переходу (Рис.3.6 б). Спостерігається електрон-фононна взаємодія для електронного збудження з енергією 225 cm^{-1} (Рис.3.6 б).

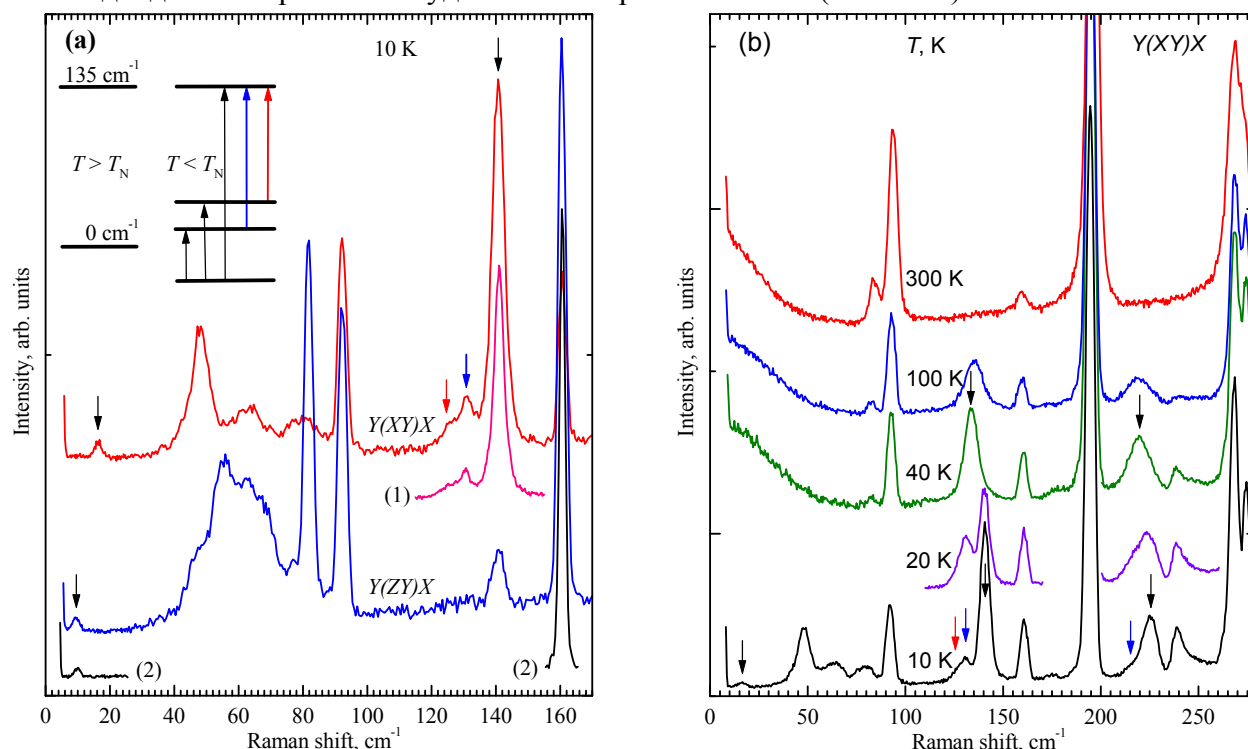


Рис.3.6 Раманівські спектри з різними поляризаціями в монокристалі $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\lambda_{\text{exc}} = 532 \text{ nm}$, 38 mWt): (а) при температурі 10 K , спектральна роздільна здатність 3.0 cm^{-1} (спектри 1, 2 – 2.0 cm^{-1}). Показана схема переходів. (б) температурна залежність спектрів в області двохмагнотного розсіювання та основного мультиплету іону Sm^{+3} , спектральна роздільна здатність 5.0 cm^{-1} .

(О.В. Песчанський, В.І. Фомін, ФТІНТ НАНУ, І.А. Гудім, Інститут фізики СО РАН)

Інтерес до сімейства фероборатів $\text{ReFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{La-Nd}, \text{Sm-Ho}$) пов'язаний зі специфікою їх магнітних структур, спричиненою існуванням взаємодії не тільки в підсистемі заліза, а й між підсистеми заліза та рідкісної землі. Відсутність центра симетрії в структурі цих сполук відкриває широкі можливості для прояву взаємодій між магнітними, електричними та коливальними ступенями свободи. Для найбільш повного опису цих явищ потрібна доскональна інформація про низькочастотний коливальний спектр сполук, полярні моди якого є в основному відповідальними за діелектричні властивості.

Співставлення спектральних проявів в раманівському розсіюванні та ІЧ відбитті дозволило одержати найбільш повну інформацію про низькоенергетичні коливальні стани в кристалі $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$, що зазнає структурний фазовий перехід $R32 \rightarrow P3_121$ при $T_s = 203 \text{ K}$ і антиферомагнітне впорядкування типу «легка вісь» при $T_N = 40 \text{ K}$.

У високотемпературній фазі знайдено всі граткові полярні моди $8A_2 \oplus 11E$, що передбачаються теоргруповим аналізом. Для дев'яти спектральних ліній зроблено умовне віднесення до деяких нормальних мод гратки.

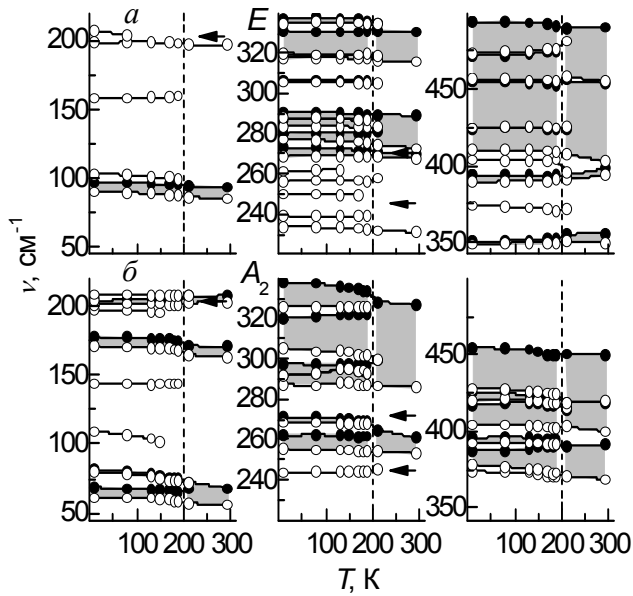
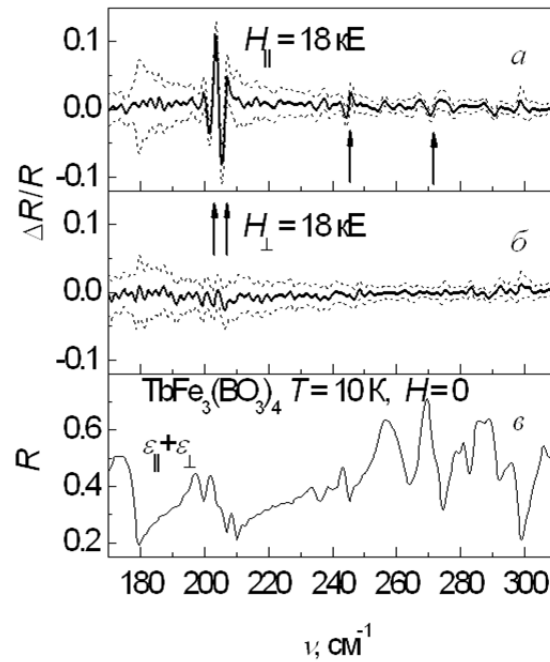


Рис. 3.7

В низькотемпературній фазі з $20A_2 \oplus 35E$ мод, що дозволяє симетрія кристалічної ґратки, виявлено $20A_2 \oplus 25E$ (з урахуванням раманівських даних, спостерігається 33 моди E симетрії). Температурна поведінка поздовжніх та поперечних частот цих полярних мод приведена на рис.3.7. Заштриховані області демонструють розщеплення поздовжніх і поперечних частот ($\omega_L - \omega_T$). Стрілками показано частоти, на яких виявлено моди, в основному, електронного походження. Висновок зроблено, виходячи з реакції спектра на вплив зовнішнього магнітного поля. Рис. 3.8 ілюструє ділянку відносного диференційного спектру відбиття $\Delta R(H, \nu)/R(0)$ зразка $TbFe_3(BO_3)_4$ при прикладенні зовнішнього магнітного поля H напруженістю 18 кЕ вздовж (а) та перпендикулярно (б) тригональній осі кристала при температурі 10 К. Спектр відбиття $R(\nu)$ в нульовому полі показано в частині (в) рисунку 3.8.

(В.С.Курносов, В.В.Цапенко, ФТІНТ НАНУ)

Рис. 3.8



Можливість керування фазовими перетвореннями в мультифероїках шляхом впливу на них зовнішніми магнітним та електричним полями, або завдяки легування домішками є стимулом для вивчення властивостей фероборатів з двома типами рідкісноземельних іонів - $R^{(1)}_{1-x}R^{(2)}_xFe_3(BO_3)_4$.

Комплексне низькотемпературне дослідження магнітних та магнітопружних характеристик монокристалу $Nd_{0,6}Dy_{0,4}Fe_3(BO_3)_4$ дозволило не тільки визначити температуру переходу його магнітної підсистеми в антиферромагнітно впорядкований стан ($T_N=31,4$ К), але й виявити нові спін-реорієнтаційні фазові переходи, індуковані зовнішнім магнітним полем. Вперше побудовано фазову діаграму сполуки в площині «магнітне поле – температура» для випадку, коли зовнішнє магнітне поле H було прикладене в напрямку осі тригональної симетрії C_3 .

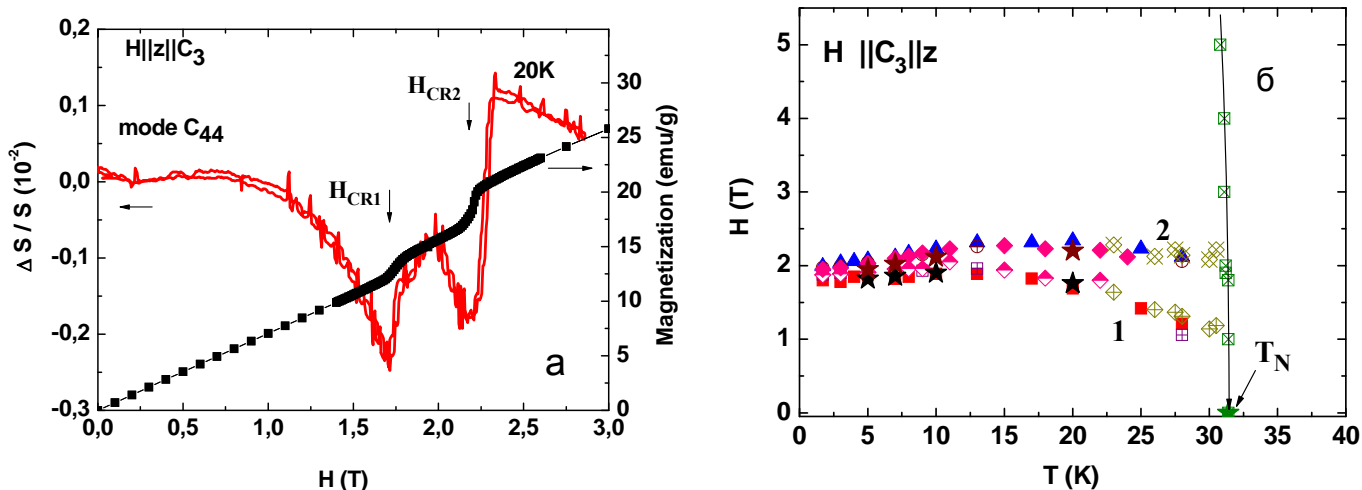


Рис. 3.9 Магнітопольові залежності намагніченості та швидкості акустичної C_{44} -моди в $\text{Nd}_{0.6}\text{Dy}_{0.4}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $T = 20\text{K}$ ($\mathbf{H} \parallel C_3$) (а). Фрагмент фазової H - T діаграми сполуки. Символи (багатокутники) відповідають положенню аномалій на температурних та магнітопольових залежностях швидкості й поглинання всіх досліджених акустичних мод. Зірочки – положення аномалій в поведінці намагніченості (б).

(Г.А.Звягіна, К.Р.Жеков, І.В.Білич, А.А.Звягін, О.М.Блудов, В.О.Пашенко, ФТІНТ НАНУ, І.А.Гудим, Інститут фізики СО РАН)

В кристалі добре відомого магнетоелектрика LiNiPO_4 виявлено лінійний магнетооптичний ефект – прямо пропорційне напруженості магнітного поля двозаломлення лінійно поляризованого світла. Ефект спостерігається в обох, спонтанно виникаючих в кристалі антиферомагнітних фазах – в модульованій несумірній (від $T_{N1} = 21.8$ до $T_{N2} = 20.8$ К) і в сумірній (від $T_{N2} = 20.8$ К і нижче). На рисунках показані величини індукованого магнітним полем фазового зсуву δm між лінійно поляризованими світловими модами, що розповсюджуються вздовж бісектриси між оптичними осями кристала паралельно кристалографічній осі $c \parallel k$, в залежності від напруженості магнітного поля, прикладеного вздовж напрямку розповсюдження світла ($\mathbf{H} \parallel k \parallel c \parallel z$). Залежності показано для двох температур в околі температур впорядкування: при $T = 21.64$ К (суцільна лінія) – кристал знаходиться в несумірно модульованому АФМ стані, і при $T = 19.5$ К (пунктирна лінія) – кристал знаходиться сумірному АФМ стані. На рисунку зліва добре видно лінійну залежність величини фазового зсуву δm від напруженості магнітного поля (лінійний магнетооптичний ефект) в несумірній модульованій антиферомагнітній фазі ($T = 21.6$ К). Існування лінійної по полю складової в більш складних залежностях $\delta m(H)$ в сумірній фазі можна виявити шляхом перебудови залежностей в координатах $\delta m/Hz$ від Hz . Рисунок справа демонструє існування лінійного магнетооптичного ефекту і в сумірній антиферомагнітній фазі ($T = 19.5$ К). Наявність лінійного магнетооптичного ефекту свідчить, що магнітні групи симетрії як сумірної, так і несумірної фаз антиферомагнітного LiNiPO_4 не мають операції антиінверсії. Цей факт узгоджується з існуванням в кристалі виявленого раніше ультраслабкого феромагнетизму і вказує на те, що магнітні структури цього антиферомагнітного магнетоелектрика складніші за ті, що визначені в недавно проведених повторних нейтронографічних експериментах. Виявлений ефект може бути особливо

корисним інструментом для вивчення структури амплітудно модульованої антиферомагнітної несумірної фази і її зміни в магнітному полі.

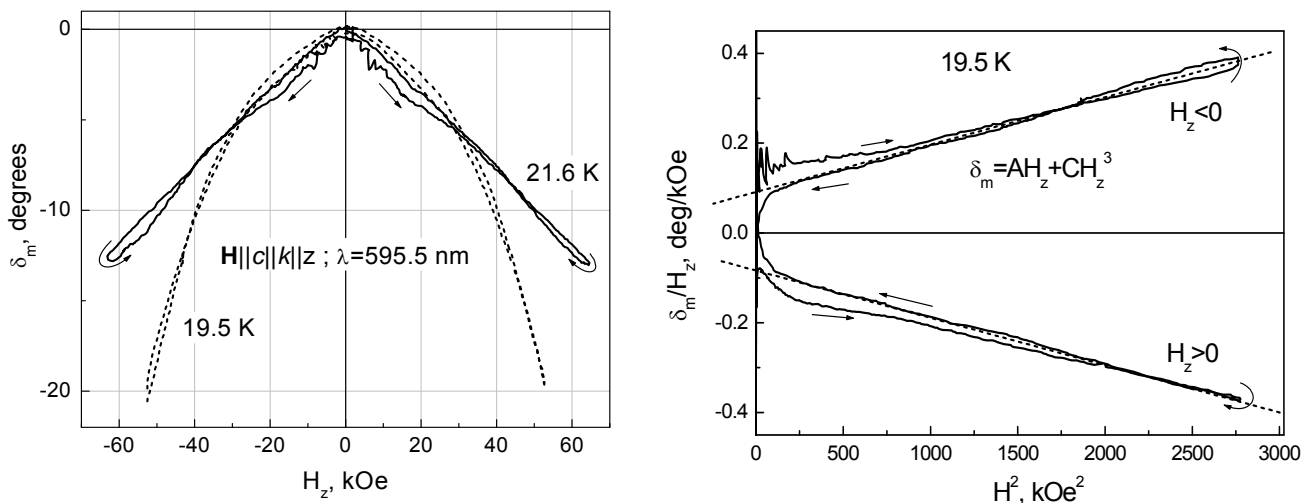


Рис. 3.10 Зміна величини індукованого магнітним полем фазового зсуву δ_m між нормальними світловими модами ($\lambda = 595.5$ nm), що розповсюджуються вздовж осі c в ромбоєдричному кристалі LiNiPO_4 , що знаходиться в модульованому несумірному ($T=21.6\text{K}$) та сумірному ($T=19.5\text{K}$) станах, в залежності від величини магнітного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{c} \parallel \mathbf{z}$, прикладеного вздовж цієї ж осі.

(Ю.М. Харченко, О.В. Милославська, М.Ф. Харченко, ФТІНТ НАНУ)

З використанням акустичних коливань вивчено п'єзомагнітний відгук монокристалів CoF_2 . Звертання до цієї добре вивченої антиферомагнітної сполуки було ініційоване результатами аналогічних досліджень, що проводилися раніше в новітньому залізовмісному надпровіднику FeSe , і фактично є апробацією нового методу дослідження п'єзомагнетизму. У відсутності зовнішнього магнітного поля результати якісно й кількісно відтворюють дані прямих статичних вимірів Боровика-Романова. У магнітному полі відкривається додатковий канал п'єзомагнітного відгуку з амплітудою, що лінійна по напруженості поля. Ефективності обох каналів в антиферомагнітному стані стають порівняними при $H \sim 3\text{T}$. Вище температури Нееля механізм першого каналу перестає діяти, а п'єзомагнітний відгук, пов'язаний з новим каналом, існує аж до температур, які значно (в 3-4 рази) перевищують температуру Нееля. Відмінною рисою механізму є експонентний спад по температурі, що не знаходить пояснення в рамках сучасних теоретичних уявлень. Знайдено кореляцію між температурними залежностями виявленого п'єзомагнітного відгуку та відхиленням магнітної сприйнятливості від закону Кюрі-Вейса.

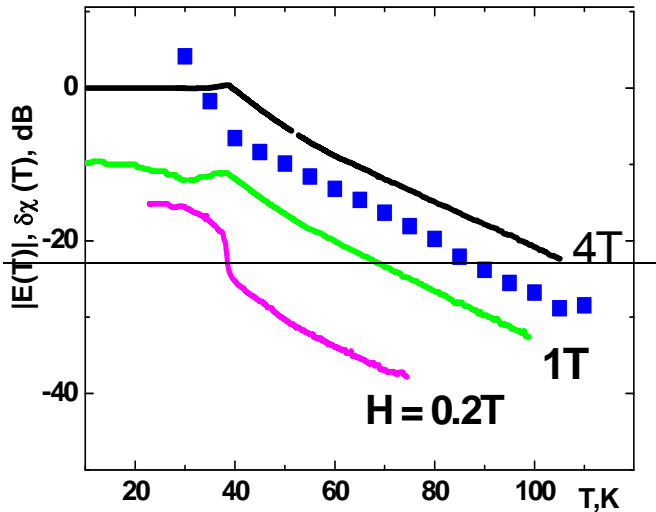


Рис. 3.11 Температурні залежності (у логарифмічному масштабі) амплітуд п'єзомагнітного відгуку $E(T)$ (суцільні лінії) та відхилення магнітної сприйнятливості $\delta\chi$ від закону Кюрі-Вейса (символи).

(Т. М. Гайдамак, К. Р. Жеков, Г. А. Звягіна, І. В. Білич, В.О. Десненко, М. Ф. Харченко, В. Д. Філь, ФТІНТ НАНУ)

На основі даних термодинамічних досліджень (магнітна сприйнятливість і теплоємність), а також даних раманівського розсіювання світла встановлено, що магнітні ступені свободи сегментів Cu-O-Cu в $\text{Cu}_7(\text{TeO}_3)_6\text{F}_2$ призводять до змішаної розмірності з «вільними» $\text{Cu}(4)$ $S = 1/2$ моментами в магнітних ланцюжках, через які може здійснюватися слабкий зв'язок спін-ланцюгових фрагментів. Завдяки цьому слабкому зв'язку, сильні магнітні флуктуації існують при підвищених температурах і далекий магнітний порядок розвивається при порівняно низьких температурах ($T_N = 15$ К). Розглянуті мікроскопічні механізми, що призводять до зменшення магнітних флуктуацій в ланцюжках при охолодженні. Із раманівських досліджень (Рис.3.13) встановлено, що локальні спотворення ґратки модифікують обмінні взаємодії і ефективно підвищують тенденцію до впорядкування дальньої дії.

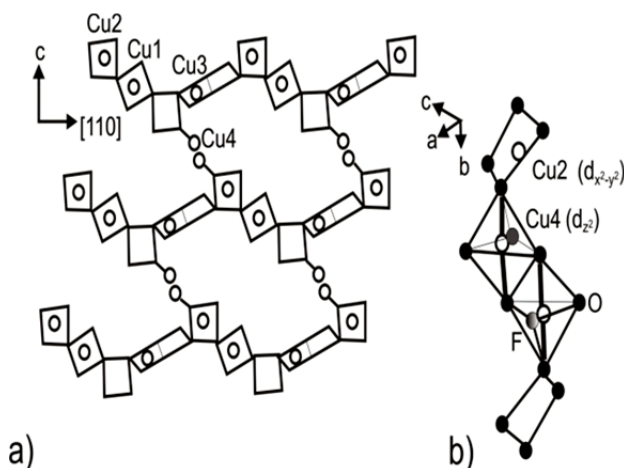


Рис. 3.12: (а) Схема обмінної топології в $\text{Cu}_7(\text{TeO}_3)_6\text{F}_2$ із магнітними ланцюжками вздовж напрямку $[110]$, (б) «Вільні кінці» утворені двома $\text{Cu}(4)$ іонами із d_{22} орбіталями. Звертаємо увагу, що спільні ребра не беруть участь у надобміні.

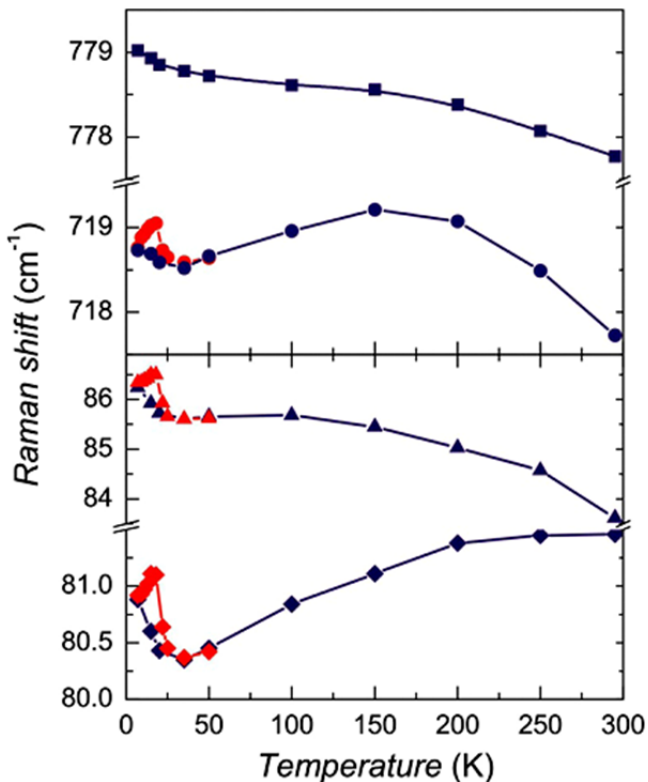


Рис. 3.13 Температурна залежність частот фононних ліній в раманівських спектрах $\text{Cu}_7(\text{TeO}_3)_6\text{F}_2$, що демонструє пом'якшення при охолодженні і гістерезис при температурах $T < 30$ К.

(В.П. Гнезділов, ФТІНТ НАНУ та науковці Німеччини; Shichao Hu, Amber Mace, Mats Johansson, Peter Lemmens, Joshua Tapp, and Angela Moller)

Пошук феромагнітних станів у найпростішій моделі сильно скорельованих електронів – стандартній моделі Габарда – важлива теоретична задача, яка потрібна для пошуку феромагнітних матеріалів без магнітних атомів. Один з механізмів появи феромагнетизму виявили Андреас Мільке і Галь Тасакі (A. Mielke and H. Tasaki) понад двадцять років тому (плоскозонний феромагнетизм Мільке-Тасакі). Якщо найнижча одноелектронна зона є бездисперсійна (плоска, енергія електрона не залежить від хвильового вектора), то одноелектронні стани з цієї зони можна трактувати як такі, що локалізовані у малій частині (пастці) безмежно великої ґратки. Тоді побудова основних багатоелектронних станів зводиться до заповнення пасток електронами. Якщо сусідні пастки мають спільні вузли, то через наявність одновузлового відштовхування Габарда $U > 0$ тільки симетричний спіновий стан електронів у пастках із спільними вузлами (феромагнітний кластер) залишатиметься основним багатоелектронним станом. При достатній концентрації електронів (перколяція Паулі) феромагнітні кластери домінуватимуть у властивостях електронної системи.

Істотний момент у аргументах Мільке і Тасакі – пастки повинні мати спільні вузли. Тільки тоді одновузлове відштовхування Габарда змушує електрони скорельовати свої спіни. Якщо ж пастки не мають спільних вузлів, то основний багатоелектронний стан є немагнітним. У нашому недавньому дослідженні ми розглянули стандартну модель Габарда на ґратках з бездисперсійною найнижчою одноелектронною зоною, але з пастками, що не мають спільних вузлів. Основний багатоелектронний стан з числом електронів, рівним числу пасток, має ідеальний зарядовий порядок (у кожній пастці є один електрон), але жодного магнітного порядку (спіни електронів у пастках є незалежні і основний стан має величезну кратність

виродження). Ми показали, що якщо цілком плоску зону зробити дещо дисперсійною (наприклад, трохи порушивши співвідношення між інтегралами переносу, дозволивши тим самим електронам покидати пастки, а отже корелювати), то основий стан стає феромагнітним за умови, що одновузлове відштовхування Габарда достатньо сильне $U > U_c$. Це було проілюстровано результатами точної діагоналізації для скінчених ґраток (до 30 вузлів) і аналітичними розрахунками енергії основного стану за теорією збурень до четвертого порядку. Наведені обчислення стосувалися фрустрованого ромбічного ланцюжка, але подібні результати для інших одно- і двовимірних ґраток свідчать про те, що цей механізм появи феромагнетизму є досить загальним.

(О.В.Держко, Інститут фізики конденсованого стану НАНУ)

Рідкісноземельні кобальтити $R\text{CoO}_3$ (R = рідкісноземельні елементи) зі структурою перовскіту відносяться до класу сполук з сильними електронними кореляціями й конкуренцією спінових станів. Тісна взаємодія структурних і спінових ступенів свободи дозволяє за допомогою температури, тиску, світла й магнітного поля керувати не тільки спіноюю та магнітною підсистемами, а й змінювати транспортні властивості $R\text{CoO}_3$. Наприклад, незвичайна поведінка температурної залежності магнітної сприйнятливості в LaCoO_3 дозволила припустити, що в LaCoO_3 відбуваються два фазових переходи, один з яких пов'язаний зі зміною спінового стану іона Co^{3+} , а другий – з переходом «метал-діелектрик». Природа і характер спінового переходу залишаються предметом дискусій дотепер, тому що електронна конфігурація тривалентного кобальту ($3d^6$) припускає наявність трьох спінових станів: низькоспінового LS ($S=0$), стану з проміжним спіном IS ($S=1$) і високоспінового HS ($S=2$) стану. Достеменно не ясно, чи є спіновий перехід класичним спін-кросовером типу $\text{LS} \leftrightarrow \text{HS}$, чи має більш складний сценарій $\text{LS} \leftrightarrow \text{IS} \leftrightarrow \text{HS}$. Актуальним є питання: чи є перехід результатом температурного заселення рівнів, що відповідають різним спіновим станам, чи перебудовується система енергетичних рівнів так, що основний та збуджені спінові стани міняються місцями?

З допомогою модифікованої теорії кристалічного поля і використовуючи експериментальні дані температурних залежностей магнітної сприйнятливості та параметрів кристалічної ґратки, вивчено температурні зміни спінового стану іонів Co^{3+} в кристалічних сполуках LaCoO_3 і GdCoO_3 . Показано, що спінові підсистеми іонів Co^{3+} в LaCoO_3 і GdCoO_3 зазнають при зміні температури переходу спін-кросоверного типу «високий спін ($S = 2$) – низький спін ($S = 0$)». Встановлено, що в обох сполуках електронні стани з проміжним спіном ($S = 1$) не беруть участь у формуванні магнітних властивостей кристалів, оскільки в усьому досліджуваному температурному інтервалі їх енергії знаходяться значно вище енергій високоспінових і низькоспінових станів. Виявлена нетривіальна поведінка фазової траєкторії системи в координатах температура – ефективний заряд іону металу. Тривалий перебіг вздовж межі HS-LS станів пояснює незвичайний «затяжний» спіновий перехід, який спостерігається в LaCoO_3 . (див. Рис. 3.14). Різкий поворот поблизу 500 К в бік високоспінового стану, призводять до реалізації спінового переходу $\text{LS} \leftrightarrow \text{HS}$.

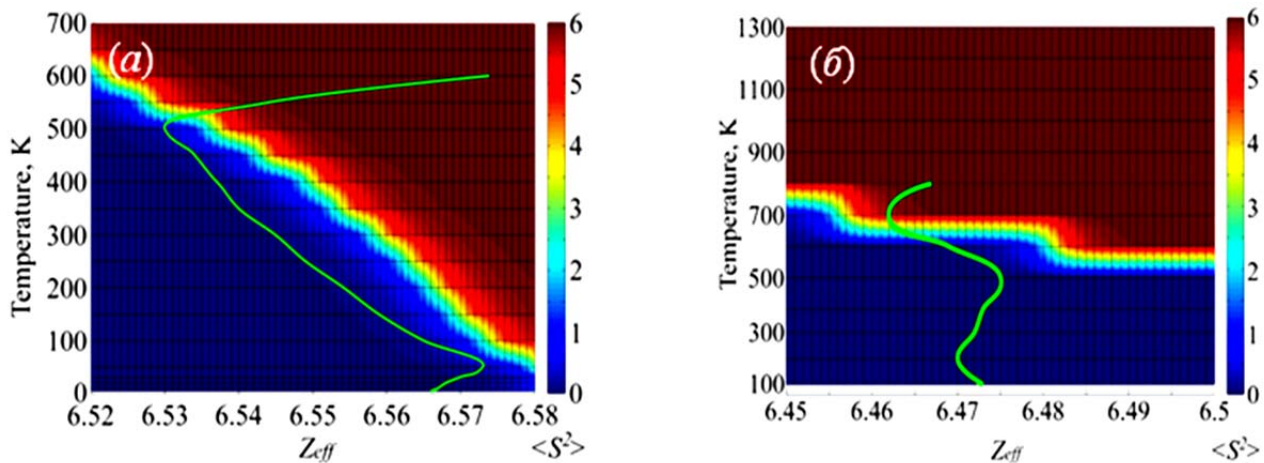


Рис. 3.14 Спінні діаграми іона Co^{3+} в (а) LaCoO_3 та (б) GdCoO_3 . Тонка лінія – температурна залежність ефективного заряду $Z_{\text{eff}}(\text{Co}^{3+})$.

(Р. Бабкін, К. Ламонова, С. Орел, Ю. Пашкевич, ДонФТІ НАНУ, С. Овчінніков, ІФ СВ РАН).

Багатошарові системи феромагнетик-антиферомагнетик (ФМ-АФМ) активно досліджуються у зв'язку з їх застосуванням в спінтроніці. Одним з важливих явищ, що виникає у таких системах, є ефект обмінного зсуву - зміщенні гістерезисної петлі намагнічування вздовж осі зовнішнього магнітного поля. Крім того, зсунута петля гістерезису може ставати асиметричною, з похилими ділянками та горизонтальними плато. Незважаючи на те, що ефект відомий досить давно та успішно застосовується, вичерпного пояснення деталей явища досі не існує. Залишається незрозумілим вплив дефектів інтерфейсу на ефект обмінного зсуву. Щоб пояснити спостережені особливості явища, було розглянуто дві теоретичні моделі шаруватої системи ФМ-АФМ з дефектами на межі розділу. У першому випадку розглянуто тонку ФМ плівку, товщиною l , на поверхні магнетожорсткого АФМ в присутності періодичної системи точкових феромагнітних контактів закоротко, розташованих з періодом L на межі розділу. Обмінна взаємодія у ФМ плівці та в закоротці характеризуються параметрами J та J_0 , відповідно, магнітна анізотропія враховується параметром β . Показано, що у ФМ шарі такої системи виникають доменні стінки, які перпендикулярні інтерфейсу. У межах континуальної та дискретної моделей одержано зсунуті асиметричні залежності намагнічування $M(H)$ від поля (рис.3.15 а). Показано, що величина зсуву зменшується з погіршенням якості інтерфейсу, але тип петель гістерезису залишається незмінним. У другому випадку розглянуто шарувату систему ФМ-АФМ з періодичною послідовністю атомних сходинок на межі розділу. Було отримано криві намагнічування у континуальній та дискретній моделях для такого ступінчастого інтерфейсу із різним періодом. Показано, що петля гістерезису стає асиметричною, з'являються горизонтальні плато, подібно до того, що спостерігається експериментально. В залежності від періоду сходинок магнітний гістерезис може бути зсунутим, або не зсунутим. На рис. 3.15 б зображена польова залежність намагнічування, отримана у межах дискретної моделі, з періодом сходинок $N=7$, на якій виникають розщеплення петлі гістерезису, горизонтальні плато, похилі ділянки. Таким чином,

доведено, що особливості обмінного зсуву, що спостерігаються в експериментах, пов'язані з дефектами інтерфейсного шару та з виникненням доменних границь в ФМ частині системи.

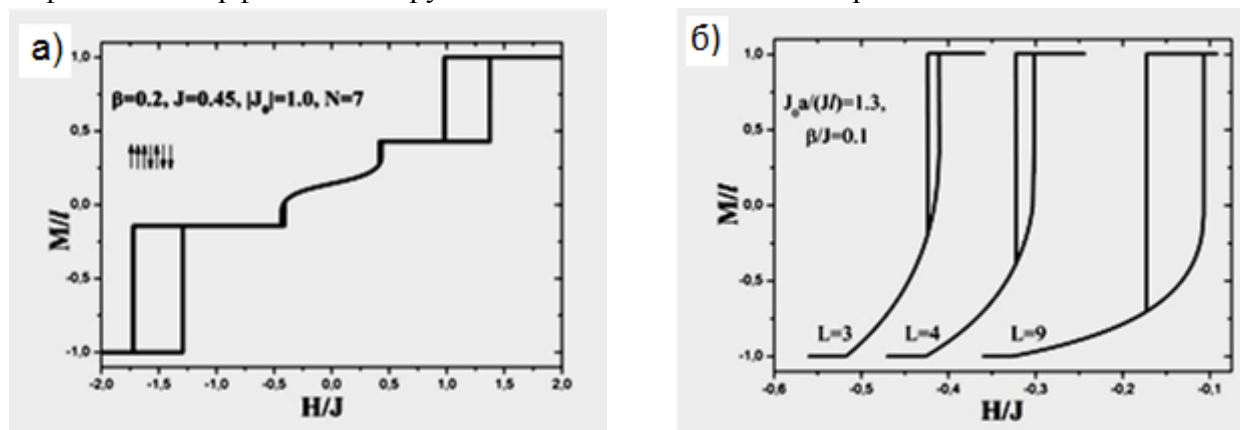


Рис.3.15 Польові залежності намагнічування: у моделі точкових магнітних контактів зі зміною ступеню неоднорідності межі розділу (періоду L) (а) та у моделі ступінчастого інтерфейсу з наведеними на рисунку значеннями параметрів моделі (б).

(О.С.Ковальов, М.Л. Панкратова, ФТІНТ НАНУ)

Останнім часом антиферомагнетики (АФМ) -- речовини з нетривіальним магнітним впорядкуванням, але з нехтовно малою намагніченістю - все більше використовуються в сучасних приладах разом з феромагнетиками (ФМ) або навіть замість них. Використання антиферомагнетиків (АФМ) як функціональних матеріалів спінтроніки спирається на можливість керування їх магнітними властивостями і, зокрема, доменною структурою та магнітною анізотропією. Нами вивчені роль поверхні і механізми, що відповідають за утворення рівноважних багатодомених станів та за ефекти форми в АФМ скінченного розміру. При цьому поверхня АФМ розглядається як фізичний об'єкт, магнітні і пружні властивості якого відрізняються від об'ємних. Різниця магнітопружних деформацій поверхні й об'єму, що спричинена, зокрема, відмінністю орієнтацій відповідних АФМ векторів, є джерелом далекосяжних деполяризуючих полів пружної природи, які і зумовлюють вплив форми на властивості всього зразка. Ми проаналізували ефекти форми в системах з магнітонеупорядкованою поверхнею, з поверхнею з сильною магнітною анізотропією та з поверхнею з вмерзлим механічними напругами, а також порівняли з механізмами формування доменної структури в різних фероїках. На основі отриманих результатів дано інтерпретацію спостережуваного «ефекту ребра» в АФМ наночастинках: Тип доменної структури залежить від орієнтації грані зразка відносно кристалографічних осей. Запропоновані підходи можуть використовуватись при дизайні спінтронних систем на основі АФМ матеріалів.

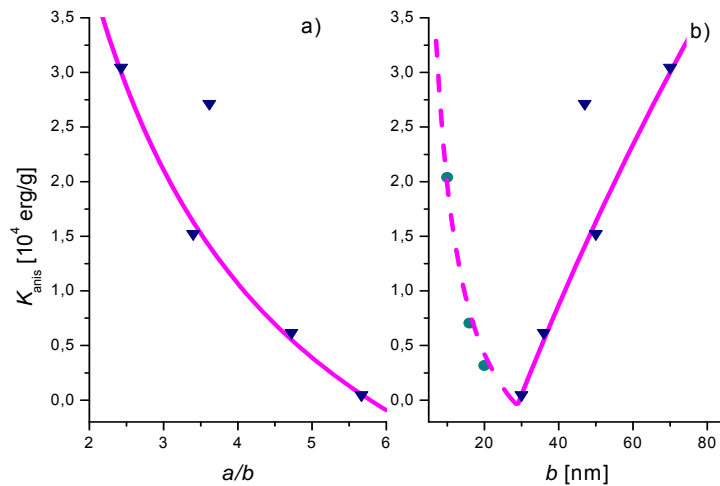


Рис. 3.16 Розраховані (лінії) залежності величини наведеної формою ефективної магнітної анізотропії від відношення напівосей a/b (а) та від меншого розміру (б) АФМ наночастинки. Для порівняння наведені експериментальні дані для еліпсоїдальних (з $a=170$ нм, трикутники) та сферичних частинок (з $a=b$, кола) Cr_2O_3 .

(О.В. Гомонай, В.М. Локтєв, НТУУ «КПІ»)

Наночастинки (НЧ) феритів-шпінелей AFe_2O_4 ($A = \text{Fe}, \text{Ni}, \text{Zn}, \text{Mn}, \text{Co}$) є перспективними для низки медичних застосувань, включаючи магнітну наногіпертермію. Гіпертермія, вид термотерапії, ґрунтується на тимчасовому контрольованому нагріві тіла або окремого органу до температур ($42 \div 45$) $^\circ\text{C}$, за яких відбувається часткове або повне руйнування клітин злоякісних пухлин. Магнітна наногіпертермія ґрунтується на введенні магнітних наночастинок в область пухлини і наступному їх нагріванні шляхом прикладання змінного магнітного поля (ЗМП). Актуальним на даний час є з'ясування механізмів енергетичних втрат в ансамблі магнітних наночастинок та пошук шляхів підвищення ефективності їх нагрівання.

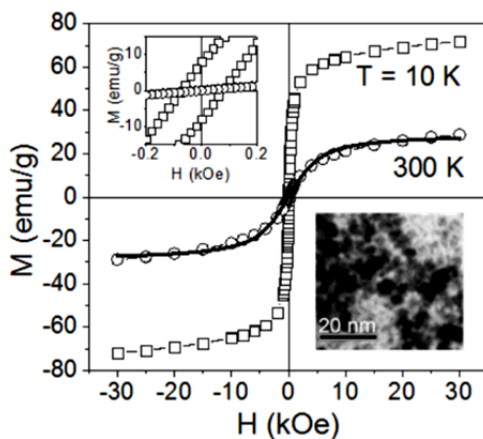


Рис. 3.17 Криві намагнічування для наночастинок ZnFe_2O_4 ($d \approx 5$ нм). Суцільна лінія – апроксимація експериментальних даних функцією Ланжевена

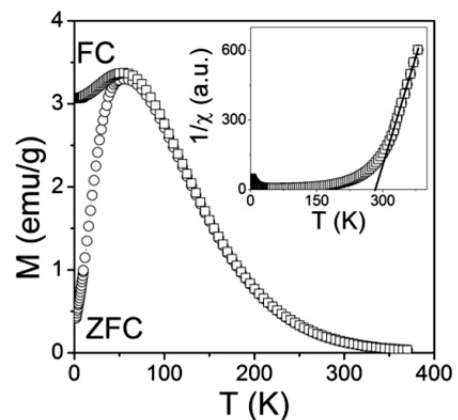


Рис. 3.18 Намагніченість в полі 20 Е для наночастинок ZnFe_2O_4 . На вставці – обернена магнітна сприйнятливості як функція температури.

Досліджено магнітні властивості наночастинок $ZnFe_2O_4$, синтезованих методом співосаження з неводних розчинів. Базуючись на даних магнітостатичних вимірювань (рис. 1 – 2), визначено характеристичні магнітні параметри, включаючи середній магнітний момент окремої наночастинки і константу ефективної анізотропії. Розраховано та експериментально виміряно коефіцієнт питомих енергетичних втрат K , який відображає здатність ансамблю наночастинок нагріватися під дією змінного магнітного поля. Показано, що отримане значення K є достатнім для використання вказаних наночастинок в магнітній наногіпертермії. Окреслено шляхи подальшого підвищення ефективності нагрівання магнітних наночастинок під дією зовнішнього ЗМП.

(О.І. Товстолиткін, В.В. Дзюблук, ІМаг НАНУ та МОНУ, А.Г. Білоус, С.О. Солопан, О.В. Єленич, ІЗНХ НАНУ, Т.В. Колодяжний, Національний ін-т матеріалознавства)

Магнітні наноструктури, які містять два феромагнітні (ФМ) шари (F_1 , F_2), розділені немагнітним прошарком (спейсером), знаходять широке застосування в наноелектроніці та спінтроніці. Використання розбавленого ФМ шару (f) замість немагнітного спейсера робить можливим створення наноструктур $F_1/f/F_2$ з температурно-керованими магнітними конфігураціями. Пряма обмінна взаємодія через ФМ спейсер сприяє паралельній орієнтації магнітних моментів (M) шарів F_1 і F_2 , яка є стійкою до дії зовнішніх магнітних полів. Однак, в області температур, вищих за температуру Кюрі спейсера, зв'язок між M^{F1} і M^{F2} стає нехтовно малим, і орієнтація магнітних моментів може легко змінюватися під дією зовнішнього магнітного поля H_{bias} . Для оптимально вибраної величини магнітного поля H_{bias} , температурні зміни можуть приводити до перемикання між паралельною (P) і антипаралельною (AP) орієнтаціями M^{F1} і M^{F2} .

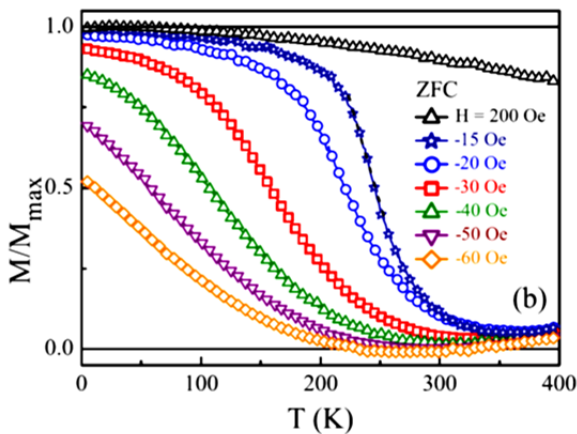


Рис. 3.19 Температурні залежності нормованої намагніченості наноструктури $F_1/f/F_2$ ($f = Ni_{40}Cu_{60}$) в різних магнітних полях H_{bias} .

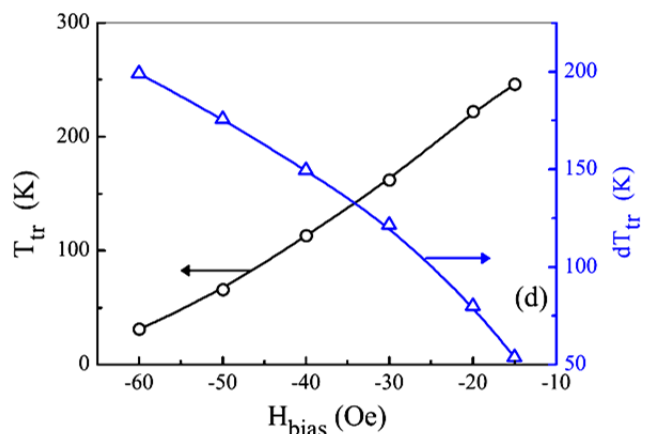


Рис. 3.20 Температура (T_{tr}) і ширина (dT_{tr}) магнітного переходу $P \rightarrow AP$ як функція магнітного поля H_{bias} .

Вперше розроблено прототипи терморегульованих спінтронних пристроїв на базі термомагнітних перемикачів. Продемонстровано можливість термомагнітного керування міжшаровою обмінною взаємодією та намагніченістю в магнітних багат шарових наноструктурах (рис. 3.19-3.20), що відкриває шлях для досягнення принципово нових функціональних можливостей, сприятливих для створення новітніх інформаційних і

комунікаційних магнітоелектронних пристроїв на основі спін-термо-електронного перемикачів (датчики, генератори і елементи енергонезалежної магнітної пам'яті з довільним доступом).

(А.М. Погорілий, А.Ф. Кравець, О.І. Товстолиткін, Ю.І. Джежеря, ІМаг НАНУ та МОНУ; С.Л. Гнатченко, В.О. Пашенко, Ю.О. Савіна, ФТІНТ НАНУ; В. Коренівський, Б. Кооп, Королівський технологічний інститут, Швеція)

Фізичні властивості наноструктур складу «ферромагнітний-нормальний метал» можуть суттєво відрізнитись від властивостей масивних речовин, з яких вони складаються. Можливість контролю властивостей таких структур при зміні їх складу, технологічних умов виготовлення, термообробці та при впливі зовнішніх чинників зумовлює інтерес до їх досліджень.

Нові властивості багатошарових наноплівочок (Co/Cu(111))_n було виявлено при магніторезистивних та магнітооптичних дослідженнях набору плівок Cu(1.25 нм)/Co[Cu(d_{Cu})/Co]₁₉/Cu(5 нм)/слюда, що мали однакою в усіх плівках товщину шарів кобальту 0,8 нм та різну товщину шарів міді. У плівках, в яких товщини шарів міді дозволяють очікувати екстремальних величин обмінних зв'язків між шарами кобальту, виявили зменшені розміри суперпарамагнітних (СПМ) формувань (рис. 3.21). Зроблено припущення, що зменшення розмірів цих СПМ частинок пов'язане з умовами формування шарів Co при їх конденсації на шари Cu такої товщини, при якій в системі електронів провідності шару міді має місце електронний квантовий розмірний ефект. У плівках із «здрібненими» СПМ частинками виявили значне підсилення магнітооптичного ефекту Керра (рис.3.22) при енергії лазерного світла 1,9 еВ, що лежить поблизу краю міжзонного поглинання в міді 2,1 еВ. Отримані результати ставлять питання про можливі механізми збільшення магнітооптичних ефектів в плівках ферромагнітний-нормальний метал. Крім того, їх можна використати у розробці технології виготовлення ефективних композитних металічних магнітооптичних матеріалів.

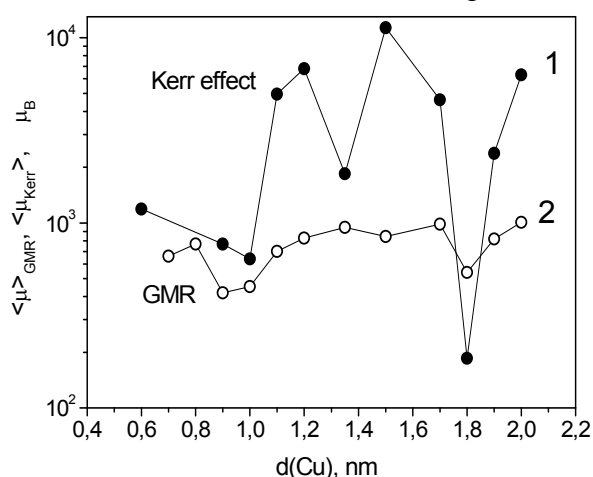


Рис.3.21 Ефективні розміри в магнетонах Бора суперпарамагнітних частинок в залежності від товщини шарів Cu в досліджених плівках (Co/Cu)_n, одержані при апроксимації залежностей кута обертання при магнітооптичному ефекті Керра та величини магнеторезистивного ефекту від напруженості магнітного поля.

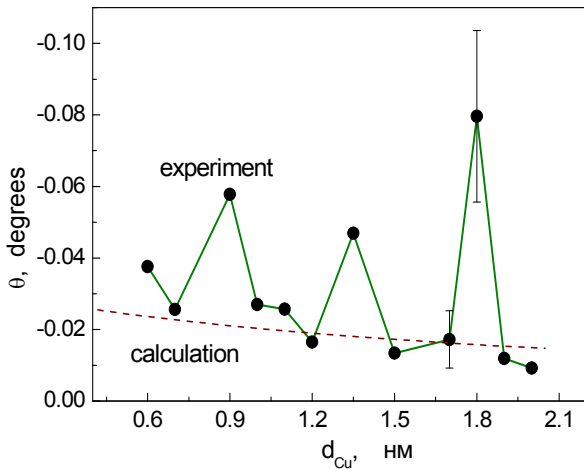


Рис.3.22 Величина кута обертання осі поляризації при поздовжньому ефекті Керра в плівках при їх магнітному насиченні (довжина світлової хвилі – 632.8 нм). Пунктир – розрахунок для випадку багатошарових плівок з суцільними шарами обох металів і оптичними константами, властивими для масивних Co і Cu. Товщини $d(\text{Cu-111}) = 0.9, 1.35$ та 1.8 нм відповідають екстремальним значенням величин обмінних зв'язків між шарами Co в плівках – АФМ, ФМ та АФМ, відповідно.

(І.М. Лукієнко, В.М. Хрустальов, В.Н. Савицький, О.В. Федорченко, В.О. Десненко, М.Ф. Харченко, ФТІНТ НАНУ, В.В. Зорченко, О.М. Стеценко, НТУ ХПІ)

Пошук різних можливостей керування властивостями фотонних кристалів – одна з актуальних задач сучасної фотоніки. Експериментально показано, що високоефективними магнітними фотонними кристалами (МФК) можуть бути одновимірні МФК з двохшаровим магнітооптичним мікрорезонатором, в якому один з шарів вдається створити з майже максимально можливим вмістом вісмуту, тим самим забезпечивши рекордні значення резонансного Фарадєєвого обертання (ФО) в видимій ділянці спектра.

Тут приведено результат дослідження температурної поведінки ФО в МФК, в яких один з шарів резонатора мав температуру магнітної компенсації (T_k). Основний магнітооптичний підшар не мав T_k . При сильних обмінних зв'язках в інтерфейсі між підшарами переорієнтація підграткових моментів всього резонатора може відбуватися майже одночасно. Можливість такої переорієнтації визначається також величинами магнітних моментів шарів та їх температурними залежностями.

Досліджувались структури $\text{GGG}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/(\text{M1}/\text{M3})/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ (тип I) і $\text{GGG}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/(\text{M1}/\text{M2})/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ (тип II), де GGG – підкладка з гранату $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$; M1/M3, M1/M2 – двошарові магнітооптичні мікрорезонатори з номінальними складом: $\text{Bi}_{1,0}\text{Y}_{0,5}\text{Gd}_{1,5}\text{Fe}_{4,2}\text{Al}_{0,8}\text{O}_{12}$ (M1), $\text{Bi}_{2,8}\text{Y}_{0,2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (M2) і $\text{Bi}_{2,5}\text{Gd}_{0,5}\text{Fe}_{3,8}\text{Al}_{1,2}\text{O}_{12}$ (M3). Склад шару (M1) допускає існування в ньому температури магнітної компенсації.

Було виявлено, що при зміні температури від 300 К до 20 К положення резонансу в спектрах ФО залишалось незмінним (в межах 0.2 нм) для обох структур. Величина ФО на резонансній довжині хвилі змінювалось з температурою. В МФК I типу при температурі близько 30 К спостережено точку компенсації (рис. 3.23), при якій змінюється знак ФО. Про зміну знаку ФО свідчать також гістерезисні петлі при температурах нижче і вище за T_k (рис. 3.24). Тенденція до подібних змін при більш низькій температурі спостерігалась в кристалі типу II (рис. 3.23).

Таким чином, дослідження показали, що оптичний шлях в МФК стабілізується протилежними температурними змінами товщини шарів і їх показників заломлення з високою точністю, а використання допоміжного шару в магнітооптичному мікрорезонаторі з T_k дозволяє змінювати величину і знак ФО при незмінній резонансній довжині світлової хвилі.

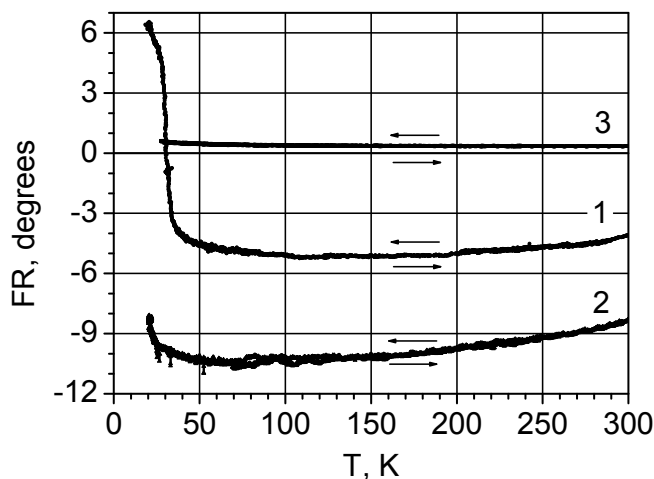


Рис.3.23 Температурні залежності ефекту Фарадея в МФК типу I (1) і типу II (2) та в GGG підкладки (3) при відповідних резонансних довжинах хвиль 655.6 нм (тип I), 675.6 нм (тип II) та при 675.6 нм (GGG) при нагріві та охолодженні.

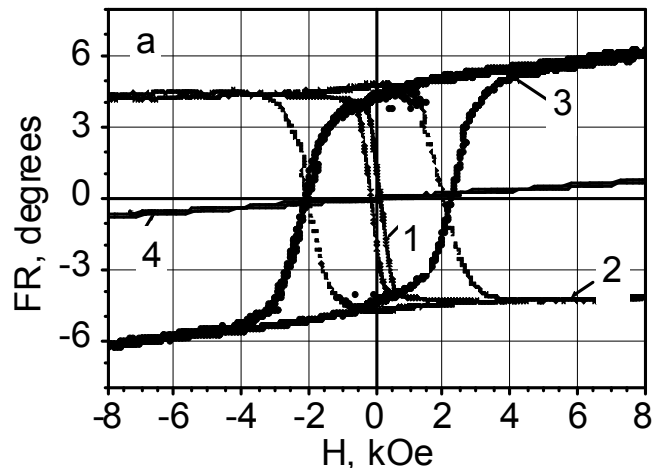


Рис.3.24 Гістерезисні петлі Фарадеевого обертання в МФК типу I на резонансній довжині хвилі 655.6 нм при 300 (1), 50 (2) і 20 К (3) та обертання в GGG підкладці при 27 К (4).

(Ю.М.Харченко, І.М.Лукиєнко, О.В.Милославська, М.Ф.Харченко, ФТІНТ НАНУ)

Масиви магнітних нанодротів, що влаштовані в діелектричну матрицю - актуальний об'єкт досліджень, оскільки вони перспективні для використання в елементах постійної пам'яті комп'ютерів найближчого майбутнього. Вивчено магнітодинамічні та магнітостатичні властивості масивів нанодротів за складом CoNi , що виготовлені методом електроосадження всередині шаблонів нанопоруватих ААО (anodic aluminum oxide) матриць. Виявлено, що об'єкти демонструють наявність суміші ГЦК і ГПУ кристалографічних фаз кобальту. Виміряні магнітні петлі гістерезису досліджених масивів нанодротів дозволили визначити залежність коерцитивної сили і залишкової намагніченості від вмісту кобальту. За результатами реєстрації феромагнітного резонансу в діапазоні частот 10-80 ГГц при температурах від 4.2 К до 300 К визначено ефективне поле анізотропії зразків. Отримані значення дозволили виділити магнітокристалічний та магнетопружний внески в анізотропію, а також зробити висновок, що із збільшенням кількості кобальту константи кристалографічної анізотропії зростають, а при збільшенні кількості нікелю зростає поле магнетопружної анізотропії.

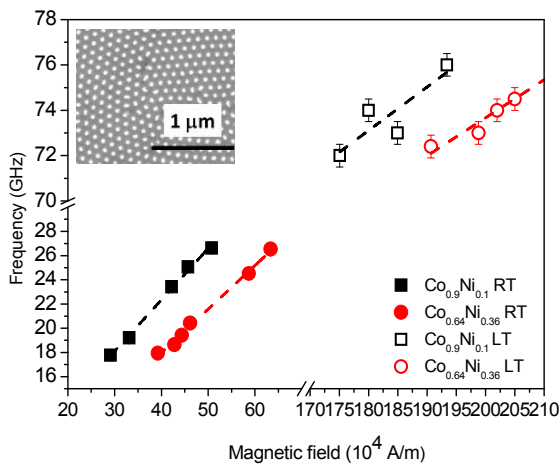


Рис. 3.25 Частотно польові залежності частот феромагнітного резонансу для нанодотів $\text{Co}_{0.9}\text{Ni}_{0.1}$ та $\text{Co}_{0.64}\text{Ni}_{0.36}$, виміряні при гелієвих температурах. На вставці – фотографія масиву нанодотів

(A Moskaltsova, M.P. Proenca, C. T. Sousa, Лісабон університет, Португалія, С.В.Недх, ІРЕ НАНУ, А.Вакула, ІРЕ НАНУ, G. N. Kakazei, Порто університет, Португалія, С. І. Тарапов, ІРЕ НАНУ)

Теоретично показано, що магнітні властивості та довгохвильова динаміка одновимірних систем, які побудовані із індуктивно і ємнісно зв'язаних розімкнутих кільцевих резонаторів, описуються нелінійними дисперсійними регуляризованими рівняннями Клейна-Гордона. Знайдено, що в таких системах височастотне магнітне поле збуджує магнітні солітони на «п'єдесталі» – стійкі бризери, які осцилюють у протифазі по відношенню до однорідних коливань фону. В цих умовах можливе існування в системі областей з від'ємною відносною магнітною проникністю $\mu(x, \omega) = 1 + \chi(x, \omega)$. Показано, що магнітна сприйнятливність $\chi(x, \omega)$, пропорційна амплітуді бризера, є від'ємною в області його локалізації і за абсолютною величиною значно більша за одиницю у діапазоні терагерцових частот ω . Доповнена середовищем з від'ємною діелектричною проникністю, така система утворює «лівосторонній» метаматеріал, в якому області із бризерними збудженнями виявляються прозорими для електромагнітного випромінювання, що робить можливим їх експериментальне спостереження. З одновимірних невзаємодіючих ланцюжків планарно орієнтованих кільцевих резонаторів може бути побудований двовимірний метаматеріал, який має аналогічні електромагнітні властивості.

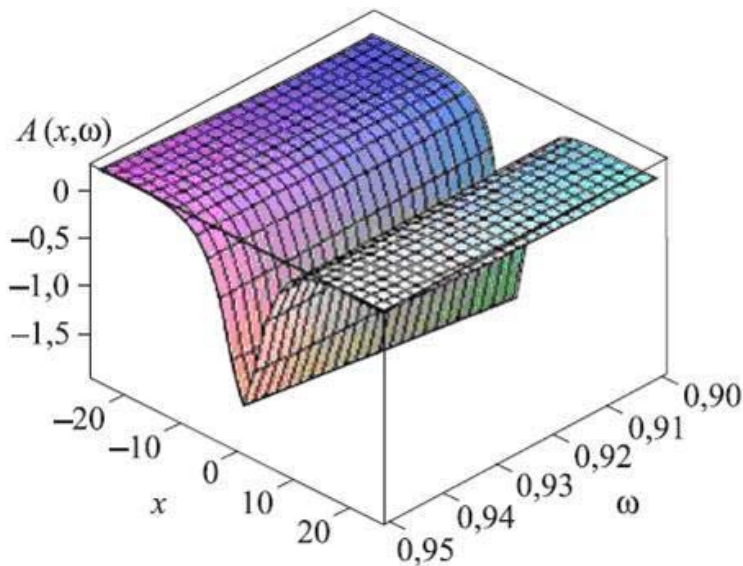


Рис. 3.26 Нелінійний відгук метаматеріала, що містить магнітний солітон на «п'єдесталі»: залежність амплітуди бризера, яка пропорційна магнітній сприйнятливості, від координати вздовж метаматеріала та частоти високочастотного магнітного поля у відносних одиницях.

(М.М. Богдан, О.В. Чаркіна, ФТІНТ НАНУ)

Питання про те, як швидко можна змінити напрямок магнітного моменту малої магнітної частинки, має фундаментальне значення для підвищення швидкості роботи систем запису або обробки інформації. Переворот моменту можна ініціювати лазерним імпульсом з тривалістю близько 100 фемтосекунд, і час перевертання лімітується тільки динамікою спінів після впливу імпульсу. Проведено аналіз можливостей реалізації надшвидкого перемикавання магнітного моменту магнітної частинки завдяки поздовжньої динаміки намагніченості, тобто зміни намагніченості по довжині. Така поздовжня динаміка представляє собою пов'язані коливання модуля середнього значення спіна $s = |\langle S \rangle|$ і квадрупольних середніх виду, $S_{ik} = (1/2)\langle S_i S_k + S_i S_k \rangle$, S_i - компоненти оператора спіна $S=1$ на даному вузлі. Ефекти поздовжньої динаміки можливі для магнетиків зі спіновими взаємодіями, білінійними по компонентах спіна на даному вузлі (або з біквадратичною обмінною взаємодією, або ж з одноіонною анізотропією). Для таких магнетиків має місце квантове скорочення спіна, в основному стані $S = S_{ground} < 1$. Характерний час такої динаміки визначається обмінним інтегралом і може бути дуже коротким.

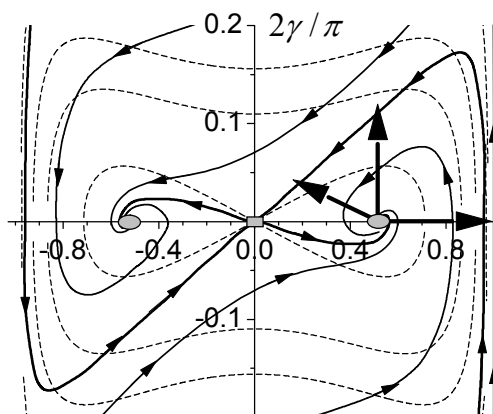


Рис. 3.27 Фазова площина змінних S і γ , де $\langle S_y^2 - S_x^2 \rangle = \sqrt{1 - s^2} \cos 2\gamma$, $\langle S_x S_y + S_y S_x \rangle = \sqrt{1 - s^2} \sin 2\gamma$, і, для магнетика з $S_{ground} = 0,6$. Суцільні лінії зі стрілками - фазові траєкторії при врахуванні дисипації, точки мінімуму енергії відзначені еліпсами, штрихові лінії - рівні постійної енергії. Жирні стрілки, проведені з правого мінімуму, якісно показують, які початкові відхилення призводять до перемикавання намагніченості.

Як оптимальний матеріал для перемикачів запропоновано фторосілікат нікелю, в якому керувати ефектом квантового скорочення спіна можливо шляхом зміни тиску. Дано порівняльний аналіз фотоманітних ефектів, які можуть бути використані для ініціювання нелінійної поздовжньої спінової динаміки, зокрема, перемикачів знака манітного моменту під дією фемтосекундних лазерних імпульсів. Зазначена можливість специфічного ефекту впливу лінійно-поляризованого світла на квадрупольні спінові змінні, що описується виразом $\alpha_{QSM} E_i E_k S_{ik}$; цей ефект доречно назвати квадрупольним ефектом Коттона-Мутона.

(О.Г. Галкіна ІФ НАНУ, Б.О. Іванов ІМАГ НАНУ і МОНУ)

З єдиних позицій запропоновано опис надшвидкої (порядку декількох пікосекунд) еволюції спінової системи феромагнетиків при сильному відхиленні системи від рівноваги, викликаному дією потужного фемтосекундного лазерного імпульса. Розгляд проводиться на основі запропонованого В.Г. Бар'яхтаром в 1984-1988 роках узагальненого рівняння Ландау-Ліфшиця, що враховує як релятивістську, так і обмінну релаксацію намагніченості. Досліджено найбільш цікавий випадок сильно-неоднорідних станів, що виникають при концентрації енергії імпульсу в малому об'ємі або при збудженні манітних наноструктур. Показано, що релаксація області із зменшеною намагніченістю відбувається або шляхом формування фронту, що рухається вглиб нерівноважної області з універсальним значенням швидкості, або, при перевазі обмінної релаксації, шляхом появи неоднорідних станів з характерними розмірами порядку десятків нанометрів.

Теорія може бути застосована також для опису структур, що містять шари або контакти двох різних феромагнетиків. Отримані результати дають пояснення нещодавніх експериментів з гетеро структурами, що складаються з шарів нікелю і заліза, розділених тонким шаром рутенію (Ni-Ru-Fe гетероструктури). У цих системах можна створювати різну початкову орієнтацію манітних моментів шарів нікелю і заліза. Внаслідок лазерного збудження з боку шару нікелю в таких системах створюються сильно нерівноважні стани шарів Ni і Fe. Причому, розмагнічування шару Ni призводить до зростання намагніченості шару Fe при паралельній орієнтації намагніченостей Ni і Fe, а для антипаралельної їх орієнтації - до зменшення намагніченості шару Fe. Крім того, в цих двох випадках сильно розрізняються часи релаксації системи до рівноваги. Проаналізовано еволюцію неоднорідних спінових станів і показано, що для опису еволюції намагніченості таких систем важливі нелокальні взаємодії, тобто обмінна релаксація. Зокрема, еволюція початкового неоднорідного стану в основному визначається спіновим струмом, що протікає між манітними шарами через парамагнітний шар рутенію.

Результати теоретичних розрахунків нелокальної спінової релаксації вперше дозволили описати експериментально спостережувану залежність часу релаксації від відносної орієнтації манітних моментів шарів.

(Б.О. Іванов, ІМАГ НАНУ і МОНУ; І.А. Ястремський, КНУ, Peter M. Oppeneer, Uppsala University, Sweden)

Вперше експериментально досліджено та теоретично пояснено формування манітної анізотропії четвертого порядку в епітаксіальних плівках Гейслерівських сплавів за рахунок манітопружної взаємодії. Показано, що в залежності від умов виготовлення плівок, ця

взаємодія може призводити до зміни як величини, так і знаку анізотропії четвертого порядку. Встановлені механізми цього явища як в аустенітній фазі, так і нижче температури переходу аустеніт-мартенсит. Зокрема, показано, що зміна величини анізотропії може бути пов'язана з величиною та знаком зміни об'єму елементарної комірки при мартенситному перетворенні в плівках, що отримані при різних умовах, за рахунок внутрішніх напружень. Для того, щоб описати експериментальні дані, отримані за допомогою феромагнітного резонансу, було використано розклад вільної енергії Ландау для магнітопружної енергії до членів четвертого порядку по намагніченості, та лінійний розклад по тензору напружень. Було оцінено величину коефіцієнта магнітопружної взаємодії, що виникає при такому перетворенні, яка складає по порядку величини близько 10^7 ерг/см³.

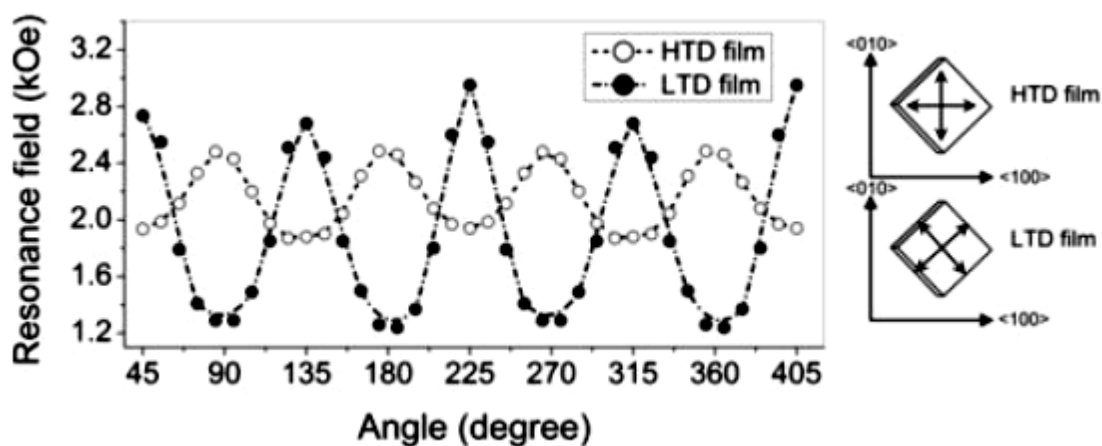


Рис. 3.28 Експериментальні кутові залежності резонансного поля в площині плівки для двох плівок $\text{Ni}_{51.4}\text{Mn}_{28.3}\text{Ga}_{20.3}$, осаджених на холодну та гарячу підкладки. (HTD та LTD відповідно, символи). Орієнтація магнітного поля відраховується від кристалографічного напрямку плівки $[100]$. Мінімуми резонансного поля відповідають напрямкам легкого намагнічування. Справа показано взаємну орієнтацію кристалічної ґратки плівки (квадрат) та напрямів легкого намагнічування (двосторонні стрілочки) в системі координат підкладки $\text{MgO}(001)$.

(В.О. Голуб, В.А. Львов, О.Ю. Салюк, ІМагн НАНУ та МОНУ)

Методом феромагнітного резонансу досліджено еволюцію спектрів пермалоевих дисків при відхиленні зовнішнього магнітного поля від нормалі до площини плівки. Показано, що теорія збуджень може бути застосована лише для малих кутів відхилення зовнішнього магнітного поля від нормалі $\theta < 5^\circ$. Експериментально встановлено, що для великих кутів θ дипольні граничні умови залежать від орієнтації намагніченості по відношенню до границі диску. Показано, що теорія збуджень, може застосовуватись лише в тому випадку, коли енергетична щільність між рівнями мод з різними номерами досить велика, а при $\theta \approx 5^\circ$ рівні розщеплених мод стають досить близькими і навіть перетинаються, що вочевидь обмежує застосування теорії збуджень для більших кутів. Вперше встановлено існування «магічного кута», де практично всі спин-хвильові моди зливаються в одну моду.

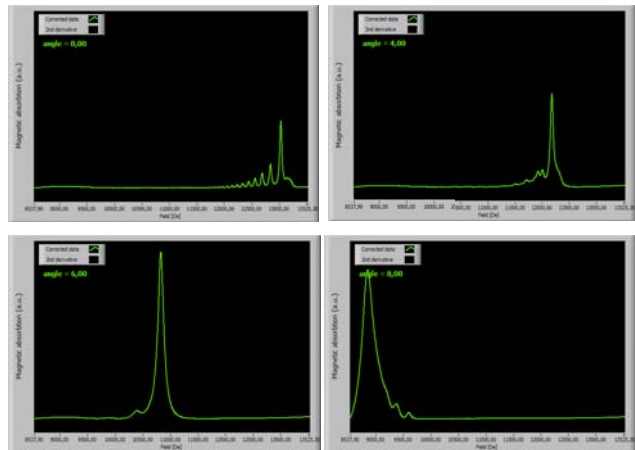
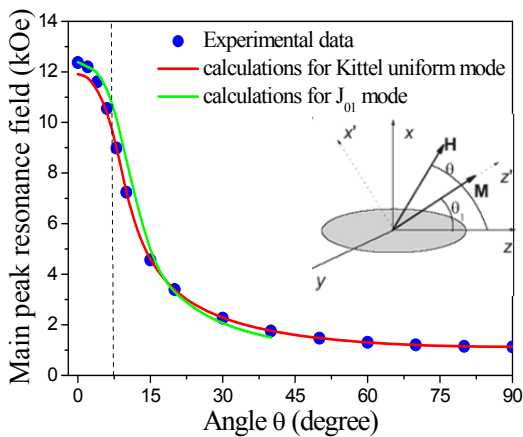
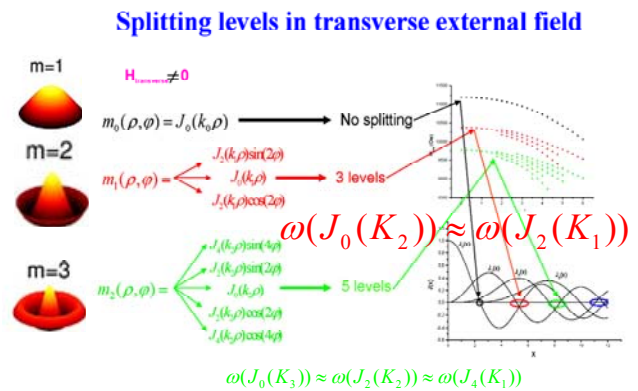
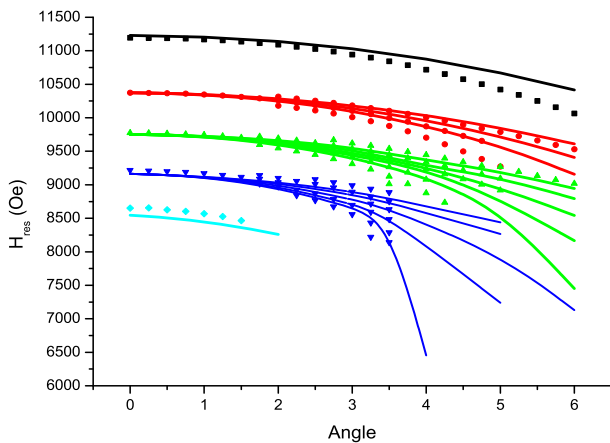


Рис. 3.29 Зверху - розщеплення спектрів спінових хвиль при відхиленні магнітного поля від нормалі до площини диску. Символи – експериментальні дані, суцільні лінії - теоретичні розрахунки. Знизу, зліва - кутова залежність основного піка для малих кутів ($\theta < 7^\circ$) добре описується в рамках моделі сильного закріплення спінів на границі диску, для великих θ - в моделі однорідної Кітелевської моди (нема закріплення на границі). «Магічний кут» (практично усі моди зливаються в одну) - при відхиленні магнітного поля від нормалі – знизу справа.

(В.О. Голуб, Г.М. Каказей, О.В. Тартаківська, ІМагн НАНУ та МОНУ)

Отримані граничні умови для намагніченості на інтерфейсі між двома ферромагнітними матеріалами в наближенні суцільного середовища в моделі двохпідграткового матеріалу (рис.). Граничні умови виражені через усереднені параметри інтерфейсу (рис. 3.30), який має скінченну товщину, є узагальненням граничних умов, запропонованих раніше Барнасом і Мілсом. Вони можуть бути застосовані для моделювання як лінійних, так і нелінійних спінових хвиль, а також для розрахунків неоднорідних нерівноважних мікромагнітних конфігурацій біля інтерфейсу, що важливо для досліджень в магنونіці і мікромагнетизмі.

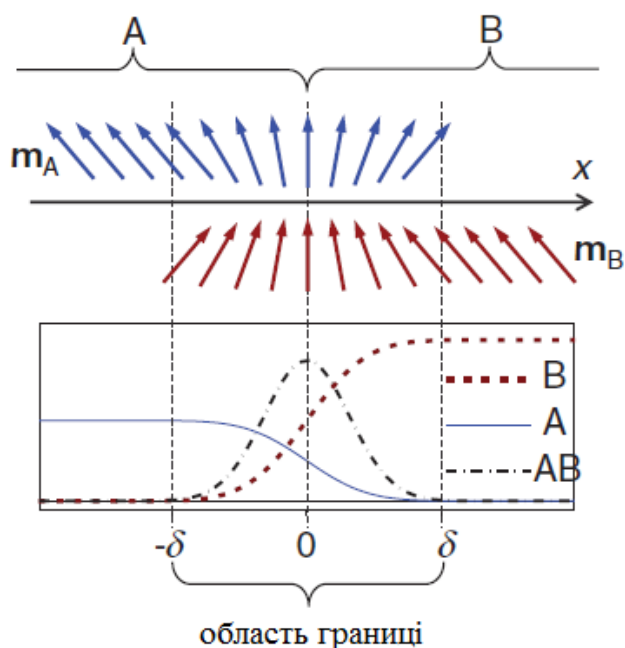


Рис. 3.30 Верхня частина рисунку ілюструє основну ідею про двохпідграткову модель границі між різними феромагнетиками А та В. Нижня частина рисунку ілюструє типові координатні залежності відповідно параметрів феромагнетиків А та В і границі АВ скінченної товщини між ними.

Розвинутий підхід включає розгляд границі як двохпідграткового магнітного матеріалу, так і отримані граничні умови з'єднують значення намагніченостей зовні границі скінченної товщини. Разом з рівняннями Ландау-Ліфшиця ці граничні умови складають замкнену систему рівнянь і є важливими для опису шаруватих феромагнітних матеріалів сучасної магнетоники і спінтроніки.

(Ю.І. Горобець, О.Ю. Горобець, А.М. Кучко, НТУУ КПІ)

Розроблено новий метод одержання високоградієнтних феромагнітних насадок (ВГФН) з самоподібною розгалуженою дендритною структурою поверхні для магнітних сепараторів, що призначені для біомедичних застосувань (рис. 3.31). Метод відрізняється тим, що керування розмірними характеристиками нікелевих дендритів здійснюється при прикладенні зовнішнього магнітного поля в процесі електроосадження нікелю на сталеву сітку - основу насадки, або при попередньому намагнічуванні сітки-основи.

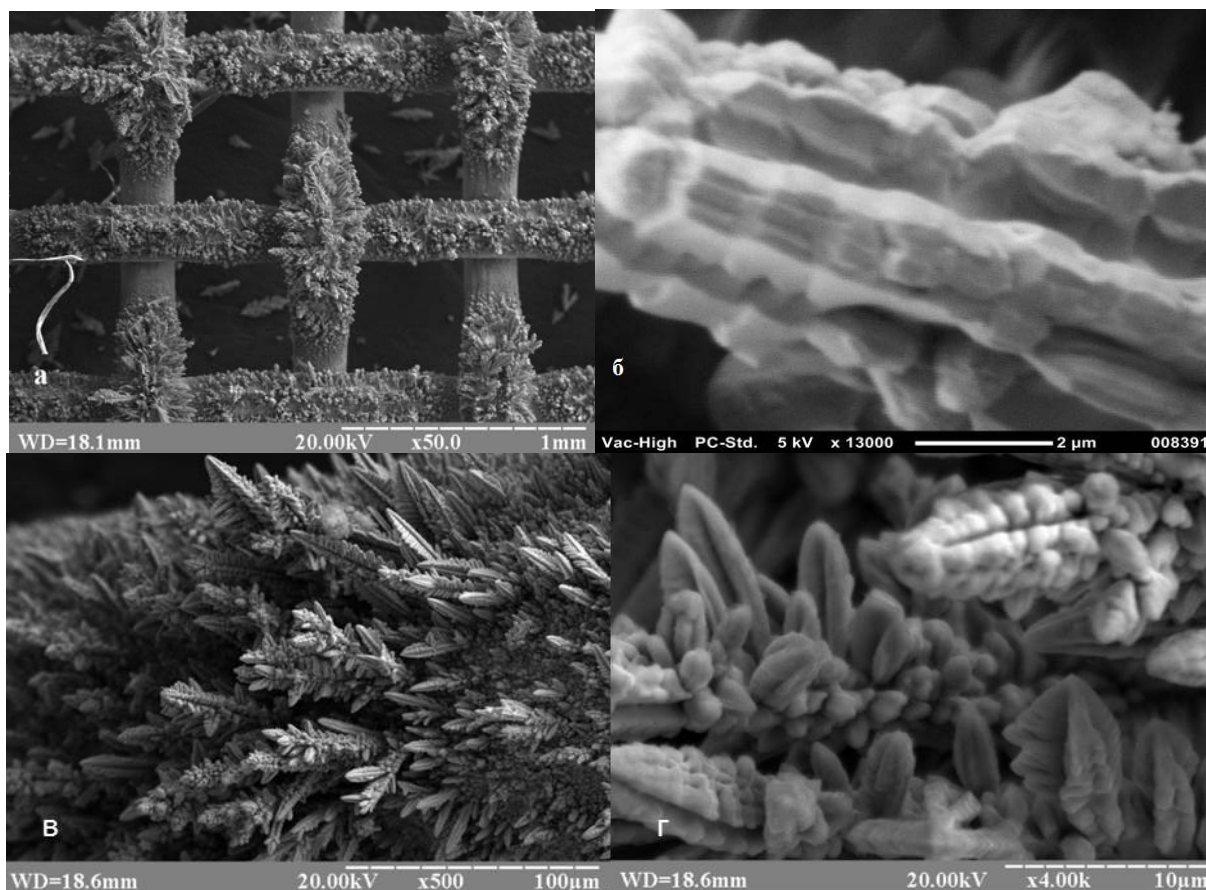


Рис.3.31 СЕМ зображення ВГФН (а) та окремих елементів ВГФН (б-г), одержаних електроосадженням нікелю у зовнішньому магнітному полі $H_0=560$ кА/м.

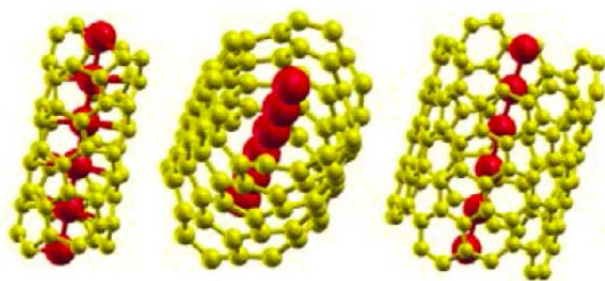
Проведені дослідження із визначення ефективності ВГФН, виготовлених методом магнітоелектролізу показали, що найбільші ступінь вилучення цільових об'єктів, ємність і час безперервної роботи магнітного сепаратора спостерігаються при використанні ВГФН, отриманих безпосередньо у магнітному полі на сітці-основі при напруженості зовнішнього магнітного поля, достатній для намагнічування сталеві сітки до насичення, а саме при $H_0=560$ кА/м.

(С.В. Горобець, О.Ю. Горобець, Ю.І. Горобець, НТУУ КПІ)

Вуглецеві нанотрубки (НТ) та нанодропи перехідних металів (ПМ) безумовно є самими відомими представниками одновимірних наноструктур. Наявність у НТ внутрішньої порожнини дозволяє створювати нові типи об'єктів, що представляють собою заповнені речовиною НТ. Наприклад, вуглецеві НТ, які заповнені нанодропами перехідних металів (НТ+ПМ) можуть бути використані як нанoelementи для пристроїв магнітного запису інформації. Для реалізації останнього потрібна наявність внутрішньої анізотропії. Тим часом експериментальні дослідження деяких НТ + ПМ виявили їх суперпарамагнетні властивості, тобто поведінку, неприйнятну для запам'ятовуючого елемента. Однією з причин такої поведінки є кластеризація, тобто утворення всередині трубки при заповненні НТ відокремлених один від одного кластерів металу. Одна з причин кластеризації - несумірність постійних ґратки трубки і інкапсульованого металу. У цьому випадку в процесі заповнення

трубки металом енергетично вигідно утворення кластера замість однорідного нанодроту. Проблему несумірності сталих ґратки НТ та нанодроту можливо вирішити вибором відповідної хіральної (скрученої) НТ. Наприклад, для лінійного ланцюжка атомів Fe доволі точно підходять вуглецеві хіральні НТ сімейства $(n,n/2)$.

Методами теорії функціонала щільності вперше виконано розрахунки електронних та магнітних властивостей хіральних нанотрубок сімейства $(n,n/2)$, інкапсульованих лінійним ланцюжком атомів Fe (див. Рис. 3.32). При інкапсульованні напівпровідникових нанотрубок ланцюжком атомів заліза $Fe_5@(4,2)$, $Fe_5@(6,3)$ та $Fe_5@(8,4)$ усі нанотрубки стають металічними. У структурі $Fe_5@(8,4)$ проводить тільки ланцюжок заліза. В усіх розглянутих нанотрубках зберігається велика енергія магнітної анізотропії типу "легка площина", характерна для вільного лінійного ланцюжка атомів заліза. Із зростанням хірального індексу n магнітний момент на атомі заліза змінюється немонотонно, так що для нанотрубки $Fe_5@(6,3)$ магнітний момент сягає величини магнітного моменту вільного лінійного ланцюжка атомів заліза (див. Таблицю).



Структура	μ_{Fe}	μ_C	E_A
$Fe_5@(4,2)$	2.215	0.007	-1.26
$Fe_5@(6,3)$	3.038	0.002	-6.27
$Fe_5@(8,4)$	2.990	0.0002	-6.98
Fe_1	2.980	-	-8.23

Рис. 3. 32

На рис. 3.32 показано структури НТ сімейства $(n,n/2)$ з $n = 4; 6; 8$ (зліва направо), які інкапсульовані лінійним ланцюжком атомів заліза. Дані в Таблиці: μ_{Fe} , μ_C – середній магнітний момент атомів Fe та вуглецю, в одиницях μ_B ; E_A – енергія анізотропії, що складається з електронного внеску та внеску диполь-дипольної взаємодії, наведена в одиницях meV ; визначається як різниця власних енергій системи при паралельній та перпендикулярній орієнтації магнітних моментів заліза до осі НТ. Нижній рядок - дані для вільного лінійного ланцюжка атомів Fe.

(Ю.Г. Пашкевич, ДонФТІ НАНУ)

Вперше показано, що біогенні магнітні наночастинки в живих організмах, в тому числі в організмі людини, впливають на процеси метаболізму і існує єдиний фундаментальний генетичний механізм, який виник на світанку зародження життя біля 3.8 млрд. років тому і відповідає за генетичний контроль процесу біомінералізації біогенних магнітних наночастинок у представників всіх царств живих організмів. Вперше теоретично передбачено існування і експериментально підтверджено наявність біогенних магнітних наночастинок в атеросклеротичних бляшках (рис. 3.33).

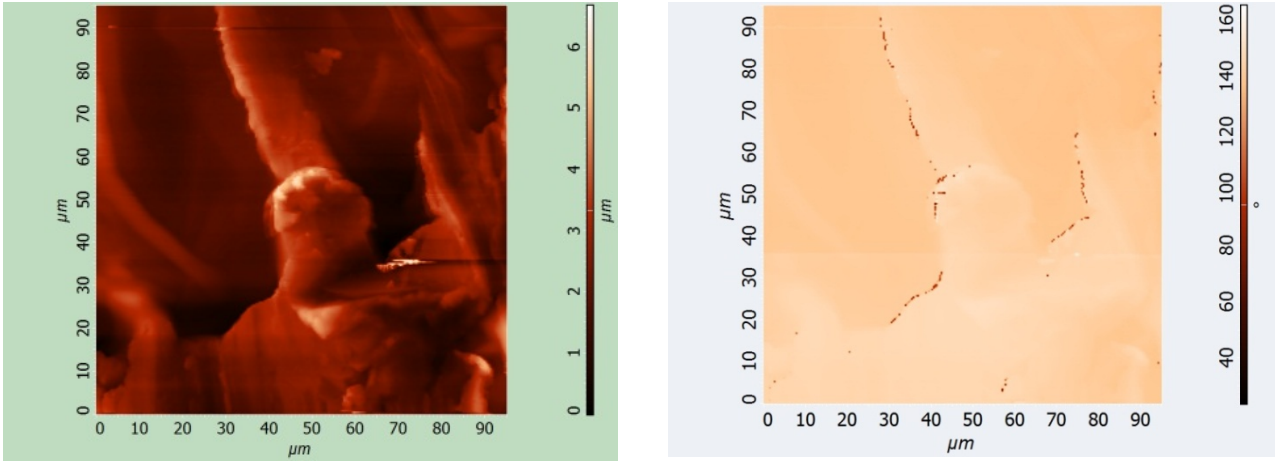


Рис. 3.33 Зображення фрагменту атеросклеротичної бляшки змішаної будови: ліворуч – АСМ зображення; праворуч – МСМ зображення того ж самого фрагменту, на яких видно ланцюжки біогенних магнітних наночастинок.

Внаслідок того, що підвищена кількість біогенних магнітних наночастинок в порівнянні з нормою також спостерігається і при нейродегенеративних, і при онкологічних захворюваннях людини, встановлення зазначеного генетичного механізму біомінералізації має важливі наслідки в медицині, зокрема для діагностики захворювань.

(С.В. Горобець, О.Ю. Горобець, Ю.І. Горобець, НТУУ КПІ)

Секція «Електронні властивості твердих тіл»

Взаємозв'язок надпровідності та магнетизму в сполуках $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$. Тісний взаємозв'язок магнетизму та надпровідності в новітніх залізовмісних шаруватих сполуках визначає актуальність вивчення еволюції їхніх магнітних та надпровідних властивостей в залежності від складу і зовнішнього тиску для розуміння основних механізмів походження явища надпровідності в розглядуваному класі сполук. Одним з представників цього класу є система халькогенідів заліза $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$, яка має найбільш просту кристалеву ґратку, що сприяє експериментальному і теоретичному вивченню її властивостей.

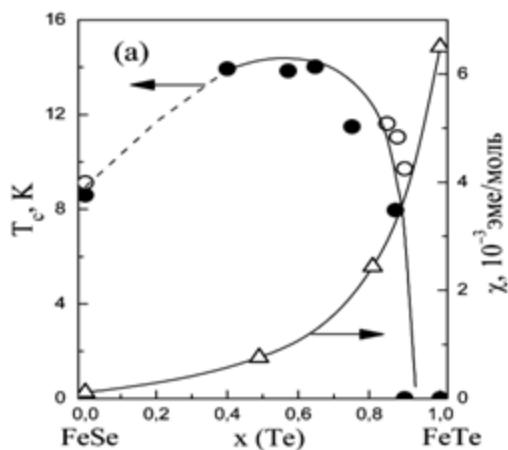


Рис. 4.1

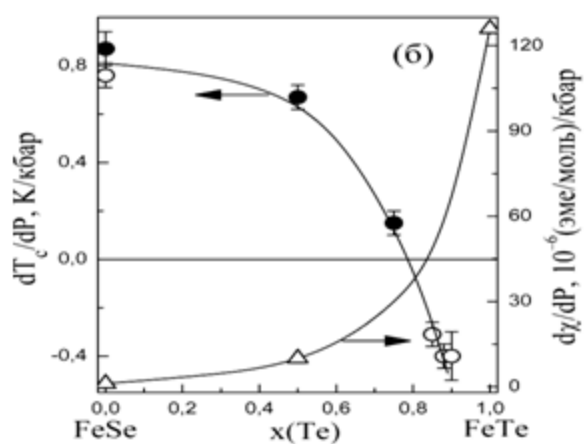


Рис. 4.2

Досліджені для сполук $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ залежності від складу температури надпровідного переходу T_c і магнітної сприйнятливості нормального стану χ (Рис. 4.1) свідчать про стрімке зростання χ з одночасним значним зниженням T_c в збагачених телуrom сполуках. Аналогічні залежності похідних від χ і T_c по всебічному тиску P (Рис. 4.2) вказують на гігантське збільшення похідної $d\chi/dP$ із зростанням концентрації телуру, яке супроводжується суттєвим зменшенням значення похідної dT_c/dP аж до зміни її знака. Отримані результати свідчать про антагоністичний характер взаємозв'язку надпровідності та магнетизму в розглянутій системі. Це важливе спостереження має бути прийнятим до уваги при подальшому дослідженні можливих внесків магнітних збуджень в механізм надпровідності в шаруватих залізовмісних надпровідних сполуках.

(А.С. Панфілов, В.О. Пащенко, Г.Є. Гречнев, С.Л. Гнатченко, В.О. Десненко, О.В. Федорченко, О.М. Блудов, ФНТІНТ НАНУ)

На основі розрахунків з перших принципів досліджено електронну структуру та фізичні властивості літій-нітридометалатів $(\text{Li}_{1-x}\text{M}_x)\text{N}(\text{LiMN})$ з домішками $3d$ -металів, $M = \text{Cr}, \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{ та Ni}$. Ми знайшли, що колосальна магнітна анізотропія в LiFeN обумовлена його унікальною електронною структурою, яка в результаті приводить до низки незвичайних фізичних властивостей. Найбільш унікальною властивістю є повне пригнічення релятивістських ефектів та «заморожування» орбітальних моментів для орієнтації намагніченості в площині. Це приводить до колосальної просторової анізотропії багатьох магнітних властивостей, включаючи енергію, ефект Керра, та ефект магнітного циркулярного

діхроїзму рентгенівських хвиль. Ми ідентифікували LiFeN як одноіону анізотропну систему, де майже діелектричний стан може бути обумовлений тільки спін-орбітальною взаємодією.

Теоретично передбачений нетривіальний характер магнітної анізотропії, що зазнає сильних флуктуацій та змінює знак з електронним допіюванням домішками $3d$ металів. Для сполуки LiFeN знайдено великий та сильно анізотропний ефект Керра, що пов'язаний з міжзонними переходами між атомно-подібними $3d$ -зонами заліза.

В LiFeN також передбачено гігантську анізотропію рентгенівського магнітного циркулярного діхроїзму для K спектру заліза, тоді як для $L_{2,3}$ спектру заліза цей ефект є дуже слабким.

(В.М. Антонов, ІМФ НАНУ)

Розглянуто Т-інваріантні спінові струми, індуковані спін-орбітальними взаємодіями, що є результатом обмеженого руху носіїв спіну в наноструктурах. Ці струми мають своєю причиною прецесію Томаса, фундаментальний і чисто кінематичний релятивістський ефект, що має місто завжди, коли прискорення носіїв спіну не є паралельним їх швидкості. У випадку, коли носії спіну (наприклад, електрони) мають магнітний момент, сили, що викликаються електричним полем спінового струму можуть, при певних умовах, перевищувати сили Ван-дер-Ваальса – Казіміра на кілька порядків. Тому вони можуть бути корисними при конструюванні наноприладів. Можливі експерименти що використовують ці сили для пошуків магнітного моменту фотону.

(Л.А. Пастур, А.В. Яновський, ФТІНТ НАНУ)

Прямим чисельним методом вивчено основний стан взаємодіючих частинок на неупорядкованій одновимірній ґратці-матриці. Показано, що якщо концентрація частинок є достатньо малою, то навіть слабка неупорядкованість ґратки-матриці призводить до руйнування дальнього порядку типу узагальненого вігнеровського кристалу та виникненню блоків частинок (доменів) випадкової довжини. Знайдена середня довжина доменів як функція параметру неупорядкованості ґратки-матриці. Показано, що така доменна структура може бути детектована слабким зовнішнім полем, що топологічно подібне доменній структурі але має випадкові флуктуації границь доменних стінок. Це можливо тому, що відповідна узагальнена намагніченість має досить гострий пік як функція амплітуди флуктуацій в області малих амплітуд.

Вивчено асимптотичну поведінку ентропії заплутаності основного стану системи неупорядкованих ферміонів як функції розміру заплутаної частини системи. З використанням сучасної теорії локалізації доведено, що при довільній розмірності системи середнє значення ентропії є пропорційним площі поверхні заплутаної частини, тобто для нього має місце закон площі. Це суттєво відрізняється від балістичної ситуації у впорядкованих системах, де ентропія заплутаності зростає як площа поверхні помножена на логарифм її характерного розміру. В одновимірному випадку отримано асимптотичні границі для ентропії типових реалізацій неупорядкованості і з їх допомогою доведено, що ентропія заплутаності не має властивості самоусереднення, тобто її флуктуації не зникають навіть якщо заплутана частина має макроскопічні розміри. Ці результати отримані за допомогою комбінації аналітичних і чисельних методів.

(Л.А. Пастур, В.В. Славин, ФТІНТ НАНУ)

Магнітний одно-електронний шаттл. У молекулярних транзисторах перенесення заряду супроводжується збудженням вібраційних ступенів свободи. У тих випадках, коли енергія механічних коливань молекули мала, транспорт заряду здійснюється як шатлювання електронів між емітером і колектором. Для розвиненого шаттлу електричний струм не залежить від властивостей електричних контактів і визначається лише частотою механічних коливань молекули. Раніше було розглянуто одно-електронний шаттл, в якому механічний рух обумовлений електричними силами. Нами пропонується новий тип електронного шаттлу, в якому динаміка квантової крапки здійснюється завдяки магнітним силам та спін-фліп процесам. Була вивчена шаттлівська нестійкість при тунелюванні поляризованих за спіном електронів через вібруючу квантову крапку в зовнішньому магнітному полі. У режимі послідовного тунелювання електронів знайдені рівняння для вігнеровської функції розподілу квантової крапки. Показано, що в слабкому магнітному полі в системі розвиваються механічні коливання. Навпаки, в сильному магнітному полі шаттлівська нестійкість відсутня і система знаходиться в вібронній фазі. Велика чутливість розглянутого механізму шатлювання електронів до слабкого зовнішнього магнітного поля робить магнітний наношаттл перспективним прибором для досліджень квантових операцій у спінтроніці.

(І.В. Криве, С.І. Кулініч, О.М. Калиненко, ФТІНТ НАНУ)

Запропоновано та досліджено новий підхід до розробки глибоко охолоджуваних підсилювачів із субмікرواتним рівнем споживаної потужності. У рамках проведених робіт:

Запропоновано метод прямого виміру яркісної температури каналу польових транзисторів, у яких струмопереносником є двовимірний електронний газ - 2DEG. Технічна простота і ясний фізичний зміст результатів вимірів дозволяють вважати запропонований метод зручним інструментом дослідження тонких електрофізичних процесів у гетероструктурах: балістичного переносу та дифузії електронів, властивостей 2DEG і т.п.

(А. М. Корольов, В. М. Шульга - РІ НАНУ; О.Г. Турутанов, В. І. Шнирков - ФТІНТ НАНУ)

Вперше продемонстрована працездатність і обмірювані електричні характеристики польовий транзисторної гетероструктури при температурах до 50 мК.

(А. М. Корольов, В.М. Шульга, РІ НАНУ; І.А. Гриценко, Г.О. Шешин, ФТІНТ НАНУ)

Досліджувалася нова провідна система, що утворена нанокристалітами CrSi_2 , які розташовані у кристаллографічній площині (111) кремнію. Виявлено, що при низьких температурах цій системі притаманна низка унікальних властивостей: 1) активаційна енергія у температурній залежності опору помітно менше, ніж при домішковій провідності (Рис.4.3); 2) холлівська рухливість дуже висока, але вона швидко зменшується із зростанням температури; 3) магнітоопір є лінійним і його величина швидко зменшується при підвищенні температури.

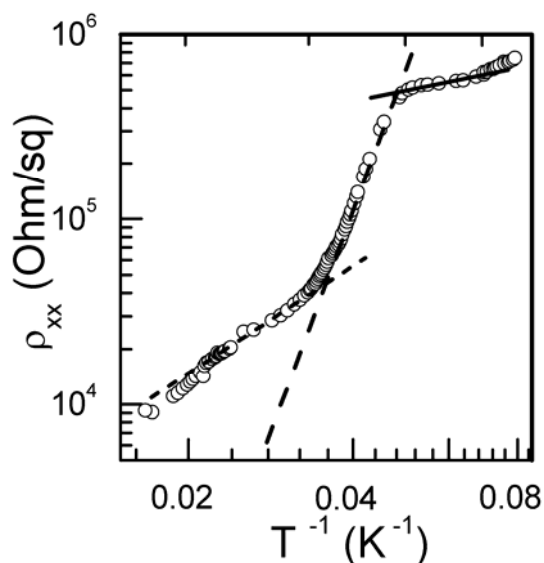


Рис. 4.3 Залежність опору зразка від величини зворотної температури.

Всі ці особливості пояснені за допомогою запропонованої моделі «межлункової» стрибкової зонної провідності, що враховує вплив на провідність системи заряду нанокристалів, що утворюється внаслідок відходу електронів з нанокристалів до зони провідності кремнію.

Ще однією характерною особливістю вивченого об'єкта є виявлений ефект гігантського зменшення опору зразка при збільшенні вимірювального струму. Причинами виникнення цього ефекту можуть бути: 1) емісія носіїв з нанокристалів під впливом електричного поля і 2) специфічний ефект перегріву носіїв заряду при руху по ланцюжку квантових ям, що приводить до збільшення їх рухливості.

(Ю.Ф. Комнік, В.В. Андрієвський, І.Б. Беркутов, І. Г. Мірзоев, ФТІНТ НАНУ)

Теоретично досліджена провідність точкового тунельного контакту при тунелюванні електронів між об'ємними і поверхневими станами для довільного закону дисперсії носіїв заряду. Враховано вплив одиничного точкового дефекту, що знаходиться на поверхні зразка, на кондактанс системи (див. Рис. 4.4).

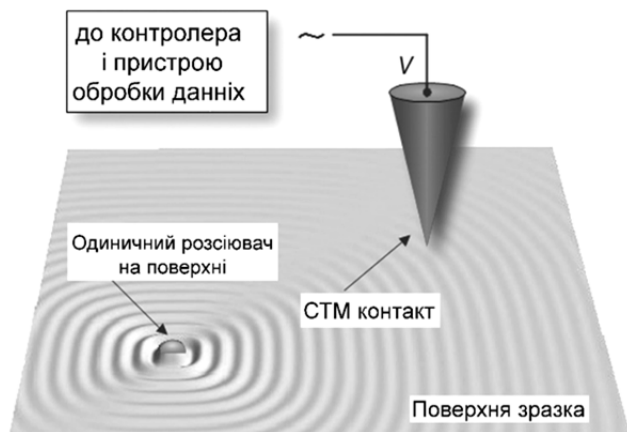


Рис. 4.4 Схеми експерименту з СТМ. Інтерференційна картина викликана розсіюванням електронів на дефекті, розташованому на поверхні зразка.

Результати були використані для інтерпретації результатів скануючої тунельної мікроскопії (СТМ) поверхонь з точковими дефектами. Знайдено зв'язок між формою кривих, що відповідають осциляційним мінімумам і максимумам залежності кондактанса точкового тунельного контакту від його відстані до дефекту, і геометрією Фермі - контуру поверхневих електронних станів. Запропоновано новий метод реконструкції Фермі-контуру поверхневих електронних станів, який ґрунтується на аналізі одержуваного в експерименті СТМ зображення поверхні зразка поблизу одиничного адсорбованого дефекту.

(Ю.О. Колесніченко, Н.В. Хоткевич – Саніна, ФТІНТ НАНУ)

Проведено експериментальне та теоретичне дослідження електрон-бозонної взаємодії в сполуці KFe_2As_2 , що належить до нового класу залізоніктидних надпровідників.

Відомо, що друга похідна ВАХ балістичного контакту (або МК спектр) при низьких температурах пропорційна МК функції електрон-фононної взаємодії. Отримані МК спектри електрон-бозонної взаємодії в KFe_2As_2 демонструють виражений одноосібний максимум при 20 мВ (див. Рис.4.5), який можна пов'язати, базуючись на раманівських даних, з A_{1g} та B_{1g} фононними модами, які описують позаплощинні коливання атомів Fe та As, відповідно.

Однак, проведені першопринципні LDA розрахунки функції електрон-фононної взаємодії Еліашберга (Рис.4.6) не показують виділеної особливості в області 20 мВ, а демонструють складний спектр на відміну від МК спектру. В результаті, був запропонований альтернативний нефононний механізм для пояснення 20 мВ піку. Беручи до уваги специфіку зонної структури KFe_2As_2 , де одна з електронних зон знаходиться приблизно на 20 мВ вище рівня Фермі, для пояснення природи цього піку розроблена модель непрямих екситонних збуджень, яка описує експериментальні результати.

Таким чином, знайдено свідчення про наявність додаткових бозонних збуджень в KFe_2As_2 , крім тих, які, як правило, обговорюються в літературі, а саме, фононих, спінових і орбітальних флуктуацій. Наскільки нам відомо, це вперше, коли збудження екситонного заряду (непрямі поздовжні екситони) реалізується в металевій системі. Отримані результати необхідно брати до уваги при побудові мікроскопічної теорії надпровідного стану в даній та споріднених залізоніктидних сполуках.

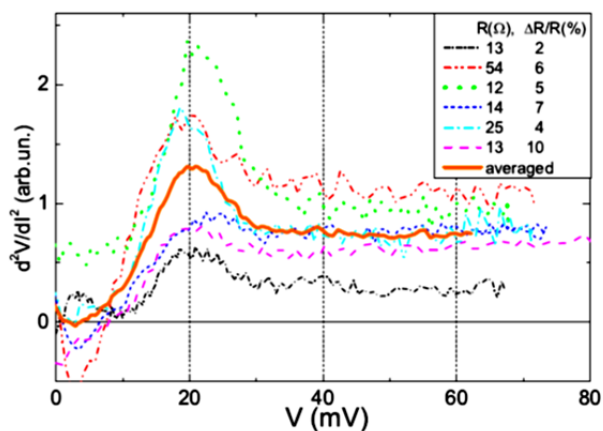


Рис.4.5. МК спектри для 6 контактів KFe_2As_2 -Cu з різним опором. Товста крива усереднення шістьох представлених спектрів. Вставка показує опір контакту для кожної кривої на головній панелі і зростання диференційного опору при збільшенні напруги.

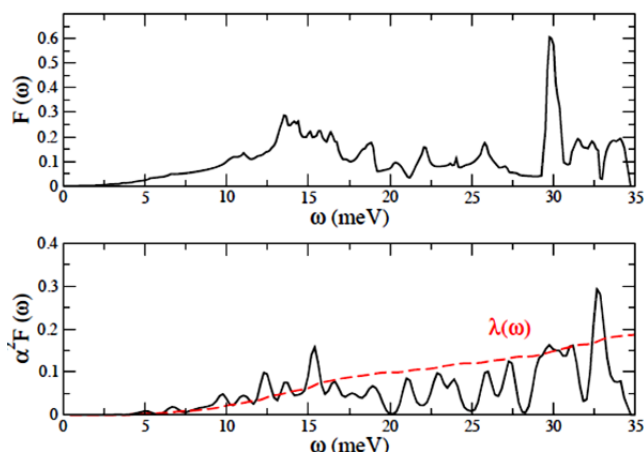


Рис.4.6 Верхня панель: розрахована густина фононних станів в KFe_2As_2 .

Нижня панель: розрахована функції електрон-фононної взаємодії Еліашберга в KFe_2As_2 . Пунктирна крива показує поведінку константи електрон-фононної взаємодії λ .

(Ю. Г. Найдюк, О. Є. Квітницька, ФТІНТ НАНУ)

Досліджено зонний спектр бозе-атомів у двовимірних гексагональних оптичних ґратках із структурою типу графену в рамках формалізму жорстких бозонів. У наближенні хаотичних фаз розраховано для нормальної та надплинної фаз закони дисперсії в зонах та одночастинкові спектральні густини. Для ґратки з енергетично еквівалентними вузлами отримано температурно залежний безщілинний спектр з точками Дірака на краю зони Бріллюена. Хімічний потенціал розташований у цьому випадку поза дозволеною енергетичною зоною. При відмінності між енергіями частинок на вузлах різних підґраток, коли виникає щілина у спектрі, хімічний потенціал може перебувати між підзонами.

Описано зміни у спектрі при переході від нормальної до надплинної фази. Під час такої перебудови збільшується вдвічі число підзон. У випадку енергетичної еквівалентності підґраток діраківські точки у спектрі зберігаються, а їх кількість подвоюється. При енергетичній відмінності між підґратками точки Дірака відсутні. Визначено частотні залежності одночастинкових спектральних густин для нормальної та надплинної фаз. Показано, що форма спектральних густин чутлива до зміни температури та розташування хімічного потенціалу.

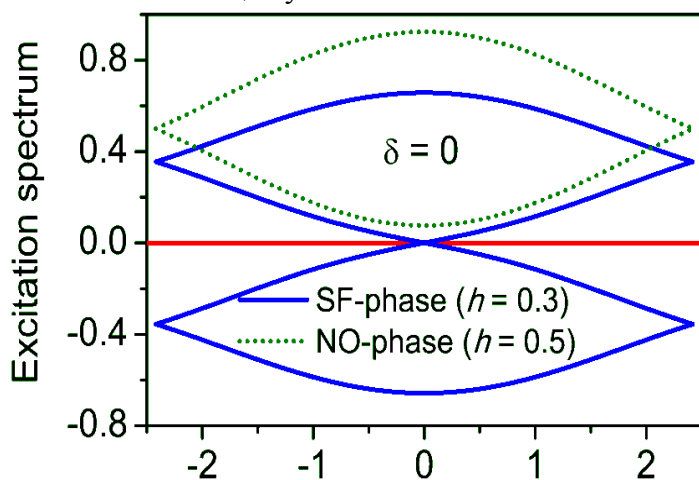


Рис.4.7 Бозонний спектр у напрямку $\Gamma-K_i$ (в залежності від δ) для нормальної та надплинної фаз у випадку енергетичної еквівалентності підґраток (штрихова лінія – нормальна фаза, суцільна лінія – надплинна фаза; енергія, задана в одиницях параметру перестрибування бозонів, відраховується від рівня хімпотенціалу).

(І.В. Стасюк, О.В. Величко, І.Р. Дулепа, ІФКС НАНУ)

Секція «Фізика молекулярних кристалів»

Використовуючи дані з інтегральної інтенсивності люмінесценції фулериту C_{60} , допованого азотом або двоокисом вуглецю до різних рівнів насичення, доведено, що температура T_g переходу C_{60} до стану орієнтаційного скла зсувається до нижчих температур. Цей ефект, який є сильнішим для CO, має протилежний знак порівняно з випадком насичення воднем, де спостерігається зростання T_g . Причина цієї різниці полягає в тому, що механізм насичення CO або N_2 кардинально відрізняється від механізму насичення воднем. Насичення більшими за розміром молекулами викликає помітне розширення ґратки, в результаті чого поворотні бар'єри молекул фулерену стають нижчими, вони починають прокручуватися при нижчих температурах, що означає, що T_g зменшується. У випадку водню вплив допанта на ґратку є значно слабшим, і зміна T_g стає помітною тільки тоді, коли починається подвійне заповнення октаедричних порожнин. Таке заповнення викликає сильну анізотропну деформацію ґратки, і молекули C_{60} розгальмовуються при вищих температурах, і T_g зростає (див. рис.5.1).

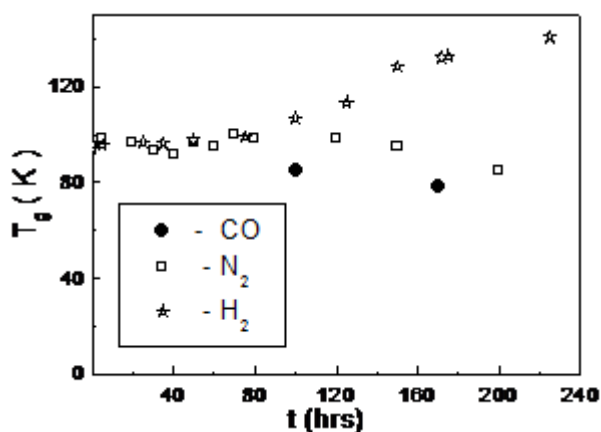


Рис. 5.1 Залежність температури орієнтаційного склування T_g фулериту C_{60} від часу його насичення газами CO (заповнені кружки), N_2 (пусті квадрати) та H_2 (зірочки).

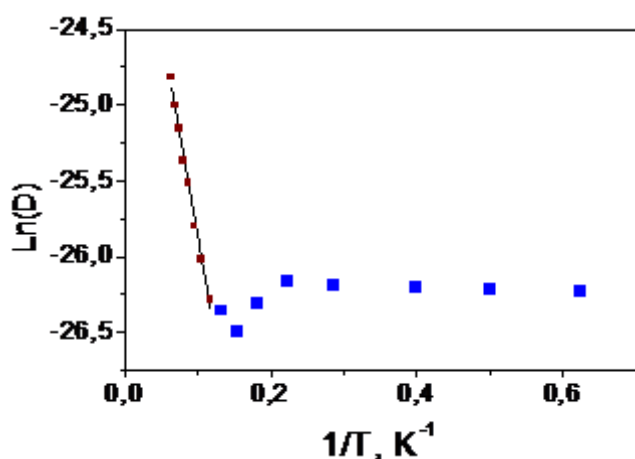


Рис.5.2 Залежність $Y = \ln(D)$ від $X = 1/T$ для коефіцієнту дифузії гелію у відновленому гідразині оксиді графена. Похила лінійна ділянка відповідає температурному інтервалу, в якому домінує термоактиваційний характер дифузії. При температурі нижче 7 К температурна залежність майже відсутня, що можна пояснити внеском тунелювання атомів гелію уздовж поверхні графена.

Виявлено, що в інтервалі температур 2-290 К характер температурних залежностей коефіцієнтів дифузії водню та гелію в оксиді графену визначається конкуренцією

термоактиваційного та тунельного механізмів, причому внесок останнього переважає при низьких температурах (див.рис.2).

(П.В. Зінов'єв, В.М. Зорянський, М.О. Стржемечний, А.І.Прохватілов, Ю.Є. Стеценко, І.В. Легченкова, ФТІНТ НАНУ)

Встановлено значний вплив кисневмісних груп та дефектів на сорбційні властивості оксиду графена. Визначено, що видалення кисневмісних груп за допомогою відновлення гідразинном підвищує сорбційну ємність оксиду графену в 3-6 разів. Ефект зумовлений розблокуванням міжшарового простору оксиду графену при видаленні кисневмісних груп та можливістю проникнення домішок у міжшаровий простір крізь дефекти графенової поверхні. Кількість, характер та розмір дефектів залежать від процедури відновлення і можуть забезпечувати виділення домішок заданих розмірів. Отримана інформація про особливості кінетики поширення домішок у наноструктурних системах надає можливість створення молекулярних фільтрів, які здатні розділяти газові суміші за рахунок значної різниці коефіцієнтів дифузії. Такі фільтри можуть бути застосовані, зокрема, для вилучення водню з киснево-водневої суміші, розділення ізотопів гелію та водню, а також для вилучення з водних та газових розчинів дрібнодисперсних токсичних і радіоактивних домішок.

(О.В. Долбин, В.Б. Єсельсон, В.Г. Гаврилко, М.А. Вінніков, Р.М. Баснукаєва ФТІНТ НАНУ)

Досліджено ізохорну теплопровідність твердого тіофену в «пластичній» фазі I на зразках з різними молярними об'ємами в інтервалі температур від 170 К і до початку плавлення. Виявлено, що теплопровідність зростає з температурою для всіх зразків. Визначено коефіцієнт Бриджмена, що характеризує ступінь залежності теплопровідності від молярного об'єму: $g = 7.7 \pm 0.6$ при 235 К. Зростання ізохорної теплопровідності зі збільшенням температури приписується ослабленню трансляційно - орієнтаційної взаємодії і, відповідно, розсіюванню фононів на обертальних збудженнях молекул в міру розгальмування обертання в площині кільця. Був проведений порівняльний аналіз поведінки ізохорної теплопровідності в «пластичних» фазах ряду циклічних вуглеводнів, який показав, що величина ефекту корелює зі зміною величини другого моменту ЯМР в «пластичних» фазах і, відповідно, зі ступенем розгальмування обертального руху молекул.

(В.О. Константинов, В.П. Ревякін, В.В. Саган, А.В. Карачевцева, ФТІНТ НАН)

Теплопровідність $\kappa(T)$ твердого тіофену була виміряна при тиску насичених парів в області температур 2-180К в послідовності стабільних орієнтаційно розупорядкованих фаз з різним ступенем орієнтаційного впорядкування молекул: в орієнтаційному склі (Vg); у фазі V, в якій є великі кутові лібраційні коливання молекул; в неспіврозмірній фазі IV зі статичним орієнтаційним безладом і в орієнтаційно розупорядкованій фазі III з динамічним орієнтаційним безладом молекул. Було встановлено, що в фазах III і V з динамічним орієнтаційним безладом молекул теплопровідність тіофену практично не залежить від температури, а в стані орієнтаційного скла і в неспіврозмірній фазі вона має вигляд типовий для кристалів з далеким орієнтаційним порядком.

(О.І. Кривчіков, О.О. Королук, О.О. Романцова, ФТІНТ НАНУ)

Процес міграції енергії електронного збудження в спряжених органічних полімерах є одним із основних процесів, що відповідає за роботу оптоелектронних пристроїв, в яких використовуються такі матеріали. Оскільки в даний час до кінця не вирішене фундаментальне питання, які процеси передачі енергії є більш ефективними в спряжених полімерах вздовж полімерних ланцюгів чи між ними, тому важливим є дослідження яким чином можна ці процеси контролювати розділяти та направляти. В даній роботі запропоновано використовувати для контролю міграції енергії в полімерах нанорозмірні композити на основі кремній органічних полімерів, введених в канали гексагональних нанопор кремнеземів різного діаметру. Першим етапом цієї роботи було дослідження процесу міграції енергії електронного збудження в нанорозмірному композиті, на основі кремній органічного полімеру полі(ді-п-гексилсилану)-PDHS, введеного в нанопори кремнезему MCM-41. Відомо, що діаметр пор MCM-41 складає 2,8 нм, тому в такій порі може знаходитися лише один ізольований полімерний ланцюг. В цьому випадку можна контролювати дослідити міграцію збудження тільки вздовж ізольованого полімерного ланцюга. Методом дослідження є часороздільна фемтосекундна спектроскопія в інтервалі температур 15-300 К. Виявлено, що для композитів характерна слабка температурна залежність інтенсивності люмінесценції, що суттєво відрізняється від відповідної сильної залежності для плівки, і пояснюється зменшенням ефективності процесів релаксації енергії електронного збудження завдяки орієнтації полімерного ланцюга вздовж пори.

Показано, що термохромний перехід для ізольованого полімерного ланцюга в порі на 45 К нижче ніж для плівки полімеру і на 47 К вище, ніж для розчину полімеру, що теж пов'язано з орієнтацією полімерного ланцюга. Цей результат підтвердив, що перехід в розчині є пов'язаний з ізольованими полімерними ланцюгами, а не з їх агрегатами, що було предметом дискусій в літературі. Знайдено, що ефективність передачі енергії електронного збудження вздовж полімерного ланцюга набагато більша (час затухання люмінесценції 340 пс) ніж між полімерними ланцюгами в плівці (600 пс). Цей результат підтверджується тим фактом, що час затухання люмінесценції замороженого розбавленого розчину полімеру PDHS в два рази менший, ніж у плівці полімеру. Дослідження такого плану можуть дати цінну інформацію для оптимізації оптоелектронних приладів, в яких використовуються спряжені полімери.

(Н.І. Остапенко, Інститут фізики НАНУ)

Вважалось, що дублетна структура в низькотемпературних спектрах флуоресценції та поглинання монозаміщених нафталіна в кристалі нафталіна пов'язана з різним положенням молекул домішки в кристалі. В даній роботі утворення домішкових центрів в таких системах аналізується з врахуванням симетрії молекул домішки і кристалу. Показано, що число домішкових центрів залежить від симетрії цих молекул і визначається співвідношенням порядків точкових груп симетрії молекул домішок і молекул кристала та кратністю положення можливих заміщень в кільці кристалу. Встановлено, що дублетна структура в спектрах флуоресценції та поглинання моно-заміщених нафталіну (β -F – нафталіна, β -Cl-нафталіна та β -нафтола) в кристалі нафталіну при низьких температурах (4.2 К) пов'язана з точним заміщенням молекул нафталіну молекулами домішки. Справедливість даного підходу

підтверджується на основі аналізу мультиплетної структури в спектрах розчинів 3,4-бензопірену та тетрабензопорфіна в n-порфіринах на основі симетрії вільних молекул домішки і кристалу розчинника. Доведено добра відповідність літературним даним.

(Н.Д. Курмей, Г.В.Клішевич, В.І. Мельник, А.Г.Терещенко, Інститут фізики НАНУ)

В метал-алканоатних композитах, які були синтезовані Т.А. Мирною, В.М. Асаула з Інституту загальної та неорганічної хімії НАНУ, з використанням напівпровідникових нанопластинках CdSe змінної товщини (1,6; 1,9; 2,3 нм) була зареєстрована інтенсивна фотолюмінесценція в спектральному діапазоні (380; 450; 525 нм). Такі композити можуть бути використані для створення нових лазерних джерел.

(А.Г. Ляцова, А.М. Дмитрук, И.М. Дмитрук, Г.В. Клімушева, ВФК ІФ НАНУ)

Вперше зареєстровано інтенсивну емісію високозбуджених молекул азоту, стимульовану низькоенергетичними електронами, та з'ясовано механізм цього явища. Доведено, що рекомбінація зарядових центрів (автолокалізованих дірок) $(N_2)_2^+$, які створюються у твердому азоті під дією іонізуючого випромінювання, з електронами приводить до фрагментації чотириатомних кластерів і емісії з поверхні високозбуджених молекул N_2^{**} , які випромінюють в області близького ультрафіолету. Виявлений ефект має значення для діагностики енергонакопичення, висвітлює роль зарядових центрів і становить особливий інтерес для фізики і хімії поверхні, астрофізики та прогнозування роботи прискорювачів.

Зазначимо, що радіаційні ефекти у твердому азоті викликають особливий інтерес в астрофізиці, тому що азот є головним компонентом поверхні Тритона, Ериса та Плутона, він присутній у кометах та інших космічних об'єктах. Пилові частинки у міжзоряному середовищі, вкриті замороженими молекулами, відіграють важливу роль у хімії холодних і щільних молекулярних хмар. Міжзоряні порошинки та зледенілі покрови космічних об'єктів постійно піддаються впливу космічних променів, які генерують у так званому «астрофізичному льоді» вторинні низькоенергетичні електрони. Проведені експерименти є лабораторним моделюванням впливу вторинних електронів на «азотний лід».

У прискорювачах частинок високої енергії такі пристрої, як надпровідні магніти мають холодні поверхні, що працюють за температури рідкого гелію. На цих поверхнях адсорбуються залишкові гази, основним компонентом яких є азот. Емісія частинок з криогенних поверхонь під впливом іонізуючого випромінювання може вплинути на роботу прискорювача. Особливо важливе значення для розуміння й прогнозування вакуумного середовища в прискорювачах має емісія частинок у присутності електронного згустку, тому що в цьому випадку електронно-індукована емісія частинок буде основним джерелом погіршення вакууму.

На основі одержаних результатів запропоновано оптичний моніторинг десорбції у прискорювачах.

(О.В. Савченко, С.О. Уютнов, І.В. Хижний, М.А. Блудов, А.П. Барабашов, ФТІНТ НАНУ)

Дано пояснення структури в спектрах випромінювання з області подвійної квантової ями опроміненої лазером у вигляді фрагментованого внутрішнього кільця. Структура нещодавно спостерігалась на експерименті на квантових ямах на базі AlGaAs і пояснюється в ІЯД НАНУ утворенням конденсованої фази внаслідок екситон-екситонної взаємодії та скінченим часом життя екситонів.

(В.Й. Сугаков, В.В Томілко, А.А Чернюк, ІЯД НАНУ)

Запропонована модель появи структури в спектрах термолюмінесції неупорядкованих структур з неперервним спектром пасток для носіїв зарядів. Модель ґрунтується на факті, що після опромінення кристалу світлом рівновага в спектрі коливань (зокрема, оптичних) утворюється швидше, ніж в розподілі носіїв заряду на пастках. В роботі розглянуто звільнення носіїв заряду від пасток за рахунок поглинання кванта оптичного коливання. Особливістю розглянутого процесу є поява дискретних енергій активації рівних енергіям оптичних коливань при неперервному спектрі пасток. Явище спостерігалось експериментально при дослідженні термолюмінесценції чистого полімеру poly(di-n-hexylsilane).

(В.Й. Сугаков, ІЯД НАНУ, Н.І. Остапенко, ІФ НАНУ)

Секція «Низькотемпературне матеріалознавство та кріогенна техніка»

Кріогенна техніка

Наукові дослідження і розробки у галузі кріогенної техніки у 2014 році проводилися в основному в ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут», ФТІНТ, ДонФТІ і в Інституті низькотемпературних енерготехнологій (ІНЭ, м. Одеса).

Запропоновано і частково досліджено технологічний процес дроблення зношених автопокришок на фракції розміром від 2 до 0.2 мм, за рахунок імпульсних високовольтних розрядів - джерел енергії високої густини в середовищі рідкого азоту. Тиск в каналі розряду при зазорі 23 мм досягає 550 МПа. На відстані 50 мм від каналу розряду тиск ударної хвилі стиснення досягав 43 МПа, що перевищує межу міцності гуми на розрив (9-20 МПа) більш ніж в 2 рази.

Розроблено концептуальну схему ІЦР-сепаратора ізотопів і елементів з надпровідною обмоткою («ДІС-2-ІЦР-НП») для розділення широкого діапазону мас (1-240 а.о.м), які входять до складу опроміненого ядерного палива.

Довжина системи - 310 см; діаметр «теплого» отвору – 60 см; максимальне магнітне поле – 5 Тл; запасена енергія – 6.0 МДж; конструктивна щільність струму – $1.5 \cdot 10^4$ А/см². Для обмотки використовується ніобій-титановий кабель з величиною відношення мідь-надпровідник на рівні – 12, діаметром 2 мм з лаковою ізоляцією, струмоуводи ВТНП, теплові екрани – рідкі неон, азот.

Показана можливість підвищення густини струму в надпровідній обмотці до величин $\sim 8 \cdot 10^4$ А/см². Це дозволить зменшити матеріаломісткість, і, відповідно, габарити і вартість сепаратора. Сформульовано і обґрунтовано комплекс заходів для захисту обмотки з високою густиною транспортного струму.

Показана можливість швидкого виведення $\sim 90\%$ запасеної енергії за час $\sim 0,1$ с при допустимому нагріві обмотки до 50 К. Це дозволить підвищити надійність сепаратора і забезпечити необхідний рівень безпеки.

(В.Б. Юферов, Д.В. Вінніков, О.В.Озеров, О.М. Пономарьов, В.О. Іллічов, С.В. Шарий, ННЦ ХФТІ НАНУ)

У ФТІНТ під керівництвом к.ф.-м.н. В.О. Лотоцької продовжується і удосконалюється експлуатація кріогенного устаткування, що дозволяє проводити випробування матеріалів під впливом восьми чинників навколосемного космічного простору (ЧКП). Основою устаткування є унікальний комплексний імітатор чинників космічного простору (КІФК), який дозволяє також досліджувати вплив імітованих ЧКП на окремі елементи конструкцій космічних апаратів, прилади і наносупутники.

У відділі ФТІНТ, який очолює чл.-корр. НАНУ О.М. Омелянчук, ведуться розробки гелієвих радіопрозорих кріостатів, що забезпечують роботу надпровідних квантових магнітометрів. Розробки захищені двома патентами України 2014 року.

У ДонФТІ під керівництвом к.т.н. А.Я. Лаптієнка розроблено і виготовлено два оптичних кріостата для Федеративної Республіки Німеччини.

В Інституті низькотемпературних енерготехнологій, який входить до складу Української асоціації виробників технічних газів «УА-СІГМА» під керівництвом д.т.н. Г.К. Лавренченка проведені роботи у таких напрямках:

- Розроблені ефективні детандер-компресорні агрегати кріогенних повітророзділювальних установок (ПРУ) середньої продуктивності. ПРУ цього типу на території СНД випускаються тільки в Україні. Вважалося, що такі детандер-компресорні агрегати (ДКА) з добрими показниками випускати неможливо. У наших роботах показано, що при створенні ДКА на базі високошвидкісних турборедукторів вдається забезпечити їх досить високий ККД. Це дозволило нам вирішити ряд оптимізаційних завдань і, як результат, розробити багатопродуктову і багаторежимну ПРУ середньої продуктивності з використанням тільки машин динамічного принципу дії: відцентрового компресора, відцентрових і доцентрових ступенів ДКА. В результаті вдається понизити питомі витрати енергії на кріогенні продукти, які виробляються. Наприклад, при виробленні 1300 кг/г рідкого кисню витрати складуть 0,87 кВтг/кг, що на 20% нижче, ніж в існуючих повітророзділювальних установках.

(Г.К. Лавренченко, О.В. Плесной)

- Виконуються роботи зі створення і оптимізації характеристик систем регазифікації скрапленого природного газу (СПГ). Розроблені багатоконтурні схеми регазифікації дозволяють ефективно використовувати ексергію холоду. Наприклад, з урахуванням планованих показників морського терміналу для прийому СПГ можна буде в результаті регазифікації подавати 10 млрд.м³/рік природного газу з тиском 9 МПа в магістральний газопровід і видавати зовнішньому споживачу 55 МВт електричної потужності.

(Г.К. Лавренченко, О.В. Копитін)

Низькотемпературне матеріалознавство

Наукові дослідження і розробки у області низькотемпературного матеріалознавства у 2014 році проводилися в основному у ФТІНТ, Інституті електрозварювання (ІЭС) ім. Патона, Інституті проблем матеріалознавства (ІПМ) ім. Францевича.

У відділі фізики реальних кристалів ФТІНТ під керівництвом д.ф.-м.н. П.П.Паль-Валя з метою встановлення механізмів пружної та непружної деформації сильнофрагментованих твердих тіл в умовах низьких та наднизьких температур були проведені подальші дослідження механічних та акустичних властивостей нанокристалічних (НК) та ультрадрібнозернистих (УДЗ) металів і сплавів в інтервалі 0.5 – 320 К.

Встановлено, що значна фрагментація зерна й зростання густини дислокацій в результаті інтенсивної пластичної деформації (ПД) стимулюють розвиток низькотемпературної стрибкоподібної деформації (НТСД) УДЗ сплавів Al-Li. Показано, що масштаб НТСД залежить від мікроструктури сплавів, яка визначає динаміку дислокаційних

лавин при низьких температурах. Виявлена кореляція статистичних параметрів мікроструктур деформованих та відпалених зразків, яка вказує на єдину дислокаційно-динамічну природу низькотемпературного деформаційного зміцнення та НТСД.

(М.В. Ісаєв, С.Е. Шумілін, В.С. Фоменко, І.С. Брауде, Т.В. Григорова, ФТІНТ НАНУ)

Встановлено пороговий розмір зерна $d \sim 50$ нм, що відповідає зміні домішкового механізму пластичної деформації у грубозернистому (ГЗ) титані на зернограничний механізм у НК стані. Висновок зроблено на основі результатів дослідження впливу середнього розміру зерна на кінетичні параметри пластичної деформації НК титану різної чистоти.

(В.А. Москаленко, ФТІНТ НАНУ)

У сплаві Ni-20% Fe (пермалой) в інтервалі температур 300-4,2 К виявлено істотне (~50%) збільшення межі плинності і міцності при збереженні достатньо високої пластичності при переході від ГЗ стану ($d \sim 35$ мкм) до НК стану ($d \sim 25$ нм). Встановлені фізичні механізми низькотемпературної пластичності сплаву в різних структурних станах, що дозволило пояснити аномально велику межу плинності сплаву у НК стані.

(О.Д. Табачнікова, О.В. Подольський, С.М. Смірнов, І.А. Псарук, ФТІНТ НАНУ)

Вперше зареєстровано аномально велике (до 20 %) зростання модуля Юнга ультрадрібнозернистої міді, фрагментованої шляхом багатоступеневої гідроекструзії, і наступне гігантське (до 50 %) падіння цієї величини під час відпалу зразків. Показано, що такі аномально великі зміни пружних характеристик міді пояснюються утворенням при інтенсивній пластичній деформації певної кристалографічної текстури зразків, яка зазнає кардинальних змін під час подальшої термічної обробки. Цей ефект може бути використаний для керованого змінення у широких межах механічних властивостей металів і сплавів.

(П.П. Паль-Валь, В.Д. Нацик, Л.Н. Паль-Валь, ФТІНТ НАНУ)

Методами молекулярної динаміки виконано моделювання краудіонних і вакансійних атомних конфігурацій у 2D кристалах з гексагональною ґраткою і парним центрально-симетричним потенціалом міжатомної взаємодії. Встановлено атомні конфігурації кристалів обмежених розмірів у вигляді круга з дефектами розміщеними у його центрі. Виконано розрахунки власної енергії дефектів та показано, що при варіаціях радіусу кристалу від двадцяти до ста параметрів решітки енергія цих дефектів майже не змінюється і досягає величин $3,36E_a$ і $2E_a$ відповідно для краудіона і вакансії, де E_a – енергія зв'язку на один атом.

(В.Д. Нацик, С.М. Смірнов, ФТІНТ НАНУ)

Таким чином, у звітний період була одержана низка цікавих і важливих результатів, які мають фундаментальне наукове і прикладне технічне значення і, безсумнівно, сприятимуть зростанню науково-технічного потенціалу країни в галузі низькотемпературного матеріалознавства. Більшість об'єктів дослідження відноситься до перспективних конструкційних матеріалів, тому одержані результати можуть бути використані при інженерно-технічних розробках в різних галузях промисловості (у ядерній енергетиці,

аерокосмічній та медико-біологічній техніці, криогенному приладобудуванні, та ін.). Також вони можуть стати у нагоді при підготовці лекцій, підручників та учбових посібників для вищих навчальних закладів.

У відділі ФТІНТ, яким керує к.ф.-м.н. В.О. Лотоцька, цього року вивчені механічні (напруга руйнування, модуль Юнга, ударна в'язкість) і теплові властивості (коефіцієнт лінійного термічного розширення) при знижених температурах, а також електрофізичні характеристики (питомий електроопір і діелектрична проникність у високочастотному діапазоні до 10 ГГц) матеріалу головного ракетного обтічника (вуглепластика ЛУП/0,1+ ЕДТ-69У), що виготовляється Південмашом (м. Дніпропетровськ).

У ФТІНТ проведено комплексне дослідження механічних, трибологічних, електро- та теплофізичних властивостей в широкому інтервалі температур, вугле – і склопластиків, модифікованих вуглецевими наночастками (нанотрубками і наноалмазами). Одним з найбільш затребуваних в космічній техніці полімерних матеріалів є поліамідні плівки. Дослідження їх фізико-механічних і терморадіаційних властивостей в широкому діапазоні температур і під впливом ЧКП є насущною необхідністю для їх практичного застосування. Встановлено, що ці матеріали мають високу пластичність аж до гелієвих температур, на відміну від інших полімерів, які застосовуються.

У ПІМ під керівництвом чл.-кор. НАНУ Ю.В. Мільмана використовуючи виконані раніше вимірювання мікротвердості при криогенних температурах (до $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$), визначена характеристика пластичності $\delta H = \epsilon_p / \epsilon_t$, де ϵ_p та ϵ_t – відповідно пластична і загальна деформація при індентуванні. Теоретично і експериментально показано, що у області криогенних температур δH лінійно знижується при зменшенні температури. На цій підставі методом екстраполяції визначене значення δH при 0 K ($\delta H(0)$).

$\delta H(0)$ може розглядатися як фундаментальна характеристика пластичності при дислокаційному механізмі деформації, але за відсутності теплових коливань атомів. Цю характеристику доцільно використовувати разом з подібною міцнісною характеристикою – напругою Пайерлса-Набарро для оцінки механічної поведінки матеріалів. Одержані аналітичні вирази для залежності $\delta H(0)$ від параметрів термоактивованого руху дислокацій, температури плавлення і модуля Юнга E . Показано, що будь-який тип зміцнення кристала і збільшення напруги Пайерлса-Набарро знижують $\delta H(0)$. Тільки зростання E приводить до одночасного збільшення $\delta H(0)$ і напруги Пайерлса-Набарро. $\delta H(0)$ визначено для металів з ОЦК, ГЦК і ГЦУ ґратками, для інтерметалідів, аморфних металевих сплавів, квазікристалів і ковалентних кристалів. Проаналізовано особливості низькотемпературної пластичності цих груп матеріалів.

Інформація щодо надрукованих у 2014 р. книжкових видань: монографій, підручників, науково-пізнавальних видань

1. Адаменко И. Н. Методы классической механики : учебное пособие [для студентов, аспирантов, преподавателей высших учебных заведений и специалистов инженерно-технического профиля]. / И. Н. Адаменко, Н. И. Адаменко. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 136 с.
2. Попов А. В. Механіка і молекулярна фізика: навч. посібник з грифом МОНМС (лист №1/11-900 від 02.02.2011)/ А.В. Попов, Р.В. Вовк, В.І. Білецький.– Х.: Видавництво ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2014. – 197 с.
3. Вовк Р. В. Електрика і магнетизм : навч. посібник з грифом МОНМС (лист №1/11-7271 від 04.08.2011)/ Р.В. Вовк, А.В. Попов, В.І. Білецький. – Х.: Видавництво ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2014. – 178 с.
4. Гречко Л. Збірник задач із теоретичної фізики. Квантова механіка./ Л.Гречко, С. Єжов, В. Сугаков. – К.: Видавництво поліграфічний центр «Київський університет», 2013. – 215 с.
5. Москаленко В. А. Объемный нанокристаллический титан, полученный криомеханической фрагментацией зерна / В.А. Москаленко // В кн.: Наноразмерные системы: строение, свойства, технологии. Исследования в Украине / Коллективная монография под ред. А.Г. Наумовца. – К.: ВД «Академперіодика» НАН України. – 2014. - С. 37-42.

Участь у підготовці та проведенні наукових конференцій, симпозіумів

1. Чл.-кор. НАН України *Е.Я.Рудавський* брав участь у роботі організаційного комітету 5 Міжнародної конференції молодих вчених «Low temperature physics» (2- 6 червня 2014 р., Харків, Україна), <http://ilt.kharkov.ua/kmu2014>.
2. Доктор ф.-м.н. *Р.В. Вовк* брав участь у роботі організаційного комітету 76 Міжнародної конференції УкрДАЗТ (квітень 2014 р., Харків, Україна).
3. Доктор ф.-м.н. *С.М. Шевченко* брав участь у роботі програмного комітету 5 Міжнародної конференції молодих вчених «Low temperature physics» (2- 6 червня 2014 р., Харків, Україна), <http://ilt.kharkov.ua/kmu2014>.
4. Чл.-кор. НАН України *Т.О. Пріхна* брала участь у роботі організаційного комітету 8 Міжнародної конференції «Материалы и покрытия в экстремальных условиях: исследования, применение, экологически чистые технологии производства и утилизации изделий» (22-26 вересня 2014 р., Україна), <http://www.ipms.kiev.ua/>.
5. Доктор ф.-м.н. *Ю. Г. Найдюк* був головою організаційного комітету «III International workshop on Point-Contact Spectroscopy» (PCS-2014) (8-12 вересня 2014 р., Харків, Україна), <http://www.ilt.kharkov.ua/pcs2014/>

6. Чл.-кор. НАН України *М.О. Стржемечний* брав участь у роботі програмного комітету 5 Міжнародної конференції молодих вчених «Low temperature physics» (2- 6 червня 2014 р., Харків, Україна), <http://ilt.kharkov.ua/kmu2014>.
7. Доктор ф.-м.н. *О.В. Долбин* брав участь у роботі програмного комітету 5 Міжнародної конференції молодих вчених «Low temperature physics» (2- 6 червня 2014 р., Харків, Україна), <http://ilt.kharkov.ua/kmu2014>.
8. Доктор ф.-м.н. *О.В. Савченко* брала участь у роботі програмного комітету 5 Міжнародної конференції молодих вчених «Low temperature physics» (2- 6 червня 2014 р., Харків, Україна), <http://ilt.kharkov.ua/kmu2014>.
9. Доктор ф.-м.н. *В.М. Самоваров* брав участь у роботі програмного комітету 5 Міжнародної конференції молодих вчених «Low temperature physics» (2- 6 червня 2014 р., Харків, Україна), <http://ilt.kharkov.ua/kmu2014>.
10. Чл.-кор. НАН України *М.О. Стржемечний* був головою програмного комітету міжнародної конференції з фізики криокристалів та квантових кристалів СС-2014 (31 серпня - 07 вересня 2014 р., Алмати, Казахстан), <http://www.almaty-cc2014.kz/>.
11. Доктор ф.-м.н. *О.В. Савченко* брала участь у роботі програмного комітету при підготовці і проведенні міжнародної конференції з фізики криокристалів та квантових кристалів СС-2014 (31 серпня - 07 вересня 2014 р., Алмати, Казахстан), <http://www.almaty-cc2014.kz/>.
12. Доктор т.н., професор *Г.К. Лавренченко* брав участь в організації і проведення міжнародного семінару з проблеми «Підвищення ефективності і безпеки виробництв продуктів розділення повітря» (30 вересня - 3 жовтня 2014 р., м. Мінськ, Беларусь).
13. Доктор т.н., проф. *Г.К. Лавренченко* брав участь в організації і проведення міжнародного семінару з проблеми «Технічне і технологічне забезпечення використання природного газу як ефективного енергоносія» (20-23 травня 2014 р., м. Одеса, Україна).
14. Доктор ф.-м.н. *П.П. Паль-Валь* брав участь у роботі програмного комітету LV Международной конференции «Актуальные проблемы прочности» (9-13 июня 2014 р., Харків, Україна), <http://mks-phys.ru/index.php/page/get/446>.
15. Доктор ф.-м.н. *П.П. Паль-Валь* брав участь у роботі Міжнародного наукового комітету 17th International Conference on Internal Friction and Mechanical Spectroscopy (ICIFMS-17) (September 21-26, 2014, Hefei, China), <http://17thifms.csp.escience.cn/dct/page/65578>.

Участь у редколегіях наукових видань

1. Доктор ф.-м.н. *Р.В. Вовк* є головним редактором Вісника ХНУ імені В.Н. Каразіна, серія «Фізика».
2. Чл.-кор. НАН України *Е.Я.Рудавський* є членом редколегії журналів «Фізика низких температур» та «Journal of Low Temperature Physics».
3. Чл.-кор. НАН України *Ю.В.Слюсаренко* є членом редколегій журналів «Condensed Matter Physics» (Інститут фізики конденсованих систем НАНУ, м.Львів, Україна) та «East European Journal of Physics» (Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна МОН України, м. Харків).
4. Доктор ф.-м.н. *С.С.Соколов* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур» (відповідальним секретарем).
5. Доктор ф.-м.н. *С.І.Шевченко* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур» (відповідальним секретарем).
6. Доктор ф.-м.н. *І.М.Адаменко* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур» (відповідальним секретарем).
7. Чл.-кор. НАН України *О.М. Омелянчук* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур».
8. Чл.-кор. НАН України *Т.О. Пріхна* є членом редколегії журналу «Сверхтвердые материалы».
9. Чл.-кор. НАН України *Т.О. Пріхна* технічний редактор журналу «IEEE Transaction of Applied Superconductivity» для видання наукових праць конференції ASC 2014 (Applied Superconductivity Conference), 10-15 Серпня 2014, Charlotte, NC, США.
10. Чл.-кор. НАН України *В. О. Ямпольський* є членом редколегії журналу «Радіофізика та електроніка».
11. Чл.-кор. НАН України *В.Й. Сугаков* є заступником головного редактора журналу «Ядерна фізика та енергетика», членом редколегій «Українського фізичного журналу», журналу «Хімія, фізика та технологія поверхні».
12. Акад. НАН України *М.Г. Находкін* є членом редколегій журналів «Українського фізичного журналу», «Фізична інженерія поверхні».
13. Акад. НАН України *В.М. Шульга* є заступником головного редактора журналу «Радиофизика и радиоастрономия», членом редколегії збірника наукових праць «Радиофизика и электроника».
14. Чл.-кор. НАН України *В.М. Антонов* є членом редколегії фахового журналу «Металофізика та новітні технології».
15. Чл.-кор. НАН України *О.Є. Беляєв* є членом редколегії журналу «Semiconductor Physics, Quantum and Optoelectronics».
16. Чл.-кор. НАН України *І.В. Стасюк* є заступником головного редактора журналу «Condensed Matter Physics», членом редколегій журналів «Phase Transitions», «Журнал фізичних досліджень».
17. Акад. НАН України *Л.А. Пастур* є головним редактором «Журналу математичної фізики, аналізу, геометрії», членом редколегії «Українського математичного журналу», та «Фізика низких температур».

18. Чл.-кор. НАН України *М.О. Стржемечний* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур».
19. Доктор ф.-м.н. *В.М. Самоваров* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур».
20. Доктор ф.-м.н. *О.В. Савченко* є членом редколегії журналу «Фізика низких температур».
21. Чл.-кор. НАН України *М.О. Стржемечний* входить до складу міжнародної редакційної групи журналу *Physica B*.
22. Доктор т.н. *Г.К. Лавренченко* є головним редактором науково-технічного і виробничого журналу «Технічні гази».
23. Чл.-кор. НАН України *Ю.В. Мільман* є членом редколегій журналів «Електронна мікроскопія і міцність матеріалів», «*Science of Sintering*», «Деформація і руйнування матеріалів» та «Матеріалознавство».