

ТЕРНОПІЛЬСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ІВАНА ПУЛЮЯ

НАУКОВЕ ТОВАРИСТВО ІМЕНІ ШЕВЧЕНКА

ЗАХІДНО-УКРАЇНСЬКЕ ФІЗИЧНЕ ТОВАРИСТВО

МІЖНАРОДНЕ ЕНЦИКЛОПЕДИЧНЕ БЮРО З ФІЗИКИ

ГРОМАДСЬКЕ ОБ'ЄДНАННЯ "ФОНД ОЛЕКСАНДРА СМАКУЛИ"



**ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ
НАУКОВОЇ КОНФЕРЕНЦІЇ**

“Сучасні проблеми квантової теорії”

**ПРИСВЯЧЕНОЇ 100-РІЧЧЮ ВІД ДНЯ НАРОДЖЕННЯ
ЗІНОВІЯ ХРАПЛИВОГО**

15 - 16 березня 2004 р.
Тернопіль

Програмний комітет

Дідух Л.Д. (Голова програмного комітету)	(Тернопіль)
Біланюк О.	(США);
Блажиевський Л.Ф.	(Львів);
Вакарчук І.О.	(Львів);
Голод П.Я.	(Київ);
Даревич Ю.	(Канада)
Довгий Я.О.	(Львів);
Загородній А.Г.	(Київ);
Кияк Б.Р.	(Київ);
Куніцький Ю.А.	(Київ);
Лукіянець Б.А.	(Львів);
Нікіфоров Ю.М.	(Тернопіль);
Пундик А.В.	(Тернопіль);
Парасюк О.С.	(Київ);
Петрина Д.Я.	(Київ);
Пляцко Р.М.	(Львів);
Рокіцький О.М.	(Тернопіль);
Романів О.М.	(Львів);
Свідзинський А.В.	(Луцьк);
Стасюк І.В.	(Львів);
Тацуняк П.І.	(Львів);
Третяк В.І.	(Львів);
Храпливий А.	(США);
Шендеровський В.А.	(Київ);
Яцків Р.	(США)

Організаційний комітет

Шаблій О.М. (Голова організаційного комітету)	(Тернопіль)
Ясній П.В.	(Тернопіль)
Андрійчук В.А.	(Тернопіль);
Джоджик Я.	(Тернопіль);
Лазарюк В.В.	(Тернопіль)
Липовецький В.Р.	(Тернопіль);
Нікіфоров Ю.М.	(Тернопіль);
Пундик А.В.	(Тернопіль);
Рокіцький О.М.	(Тернопіль);
Ткачук Р.А.	(Тернопіль);
Чубатий Ю.О.	(Тернопіль);
Цебровський Л.Д.	(Тернопіль)

Науковий секретар конференції

Скоренький Ю.Л.	(Тернопіль)
-----------------	-------------

ПРОГРАМА

15 березня · ОМЦ "Політехнік", вул. Білогірська

9:00 – 10:00 Реєстрація учасників

10:00 – 10:15 Відкриття конференції. Вступне слово Шаблія О.М.

Сесійне засідання: **Наукова спадщина Зіновія Храпливого**
(Головуючі – Довгий Я.О., Шендеровський В.А., Рокіцький О.М.)

10:15 – 10:35 *Довгий Я.О.* Фізика з когорти НТШ

10:40 – 11:00 *Тацуняк П.І.* Зіновій Храпливий

11:05 – 11:25 *Блажисевський Л.Ф.* Зіновій Храпливий і релятивістська квантова механіка

11:30 – 11:50 *Козирський В.Г., Шендеровський В.А.* Незнаний Зенон

Храпливий: словникарські нотатки на берегах квантової теорії

11:55-12:10 Перерва на каву

Сесійне засідання: **Квантова механіка: становлення і сьогодення**
(Головуючі – Стасюк І.В., Вакарчук І.О., Дідух Л.Д.)

12:10 – 12:35 *Вакарчук І.О.* Квантова телепортація

12:40 – 13:05 *Стасюк І.В.* Проблеми фізики сильно скорельованих систем

13:10 – 13:30 *Свідзинський А.В.* Метод функціонального інтегрування і квазікласичне наближення в квантовій механіці

13:35 – 13:55 *Блонський І.В.* Відображення розмірності середовища квантових структур в процесах локалізації електронних збуджень

14:00 – 15:00 Перерва на обід

15:00 – 15:20 *Ткачук В.М.* Суперсиметрія в квантовій механіці

15:25 – 15:45 *Третяк В.І.* Проблеми релятивізму і квантова механіка

15:50 – 16:10 *Голод П.І.* Про 'незбагненну' ефективність математики у квантовій фізиці

16:15 – 16:30 *Лукіянець Б.А.* Квантова теорія як науковий феномен

16:30 – 16:45 *Репецький С.П., Шатний Т.Д.* Електрони і фонони в неупорядкованих структурах

16:45 – 17:00 *Петченко О. М., Петченко Г.О.* Фононне гальмування дислокацій в кристалах з різною густиною дислокацій

17:00-18:00 Стендова сесія

18:00 Дружня вечерея

16 березня ОМЦ "Політехнік", вул.Білогірська

Сесійне засідання: **Актуальні проблеми викладання фізики та освітянська спадщина Зіновія Храпливого**

(Головуючі – Лукіянець Б.А., Пундик А.В., Нікіфоров Ю.М.)

9:00 – 9:20 *Рокіцький О., Шендеровський В.* Підручник з фізики для українських гімназій професора Зіновія Храпливого

9:20 – 9:40 *Половинко І.І.* Особливості викладання університетського курсу "Атомна та ядерна фізика"

9:40 – 10:00 *Лопатинський І., Габа В., Рудка М.* Модульно-рейтингова система вивчення фізики у "Львівській Політехніці"

10:00 – 10:20 *Данилов А.Б., Новосядлий Б.С.* Американські підручники з фізики: аналіз і проблеми перекладу

10:20 – 10:40 *Баракін В.В., Веселков О.Н., Лисенко Р.Б., Слободянюк А.А.* Активізація навчальної праці студентів при викладанні курсу фізики

10:40 – 11:00 *Пономаренко Л.П., Литвинко А.С.* Навчальний курс „Історія розвитку основних фізичних уявлень” як засіб підвищення якості фізичної освіти в технічних університетах.

11:00-11:20 Перерва на каву

11:20 – 11:40 *Ганіткевич М., Никипанчук М.* Стандартизація назв хемічних елементів та використання їх в освіті і науці

11:40 – 12:00 *Драган Я.П., Сікора Л.С., Яворський Б.І.* Концепція сигналу у проблемах новітньої фізичної дидактики

12:00 – 12:20 *Дідух Л.Д., Нікіфоров Ю.М., Пундик А.В.* Методичне забезпечення курсу фізики при заочній (дистанційній) формі навчання

12:20 – 12:40 *Августин Р.І., Бачинський Ю.Г., Басістий П.В.* До проблеми використання принципу історизму в шкільному курсі фізики.

13:00 Закриття конференції.

11:00 – 18:00 Поїздка учасників конференції на батьківщину З.Храпливого

Стендові доповіді.

1. Тацуняк П.І. Про нелінійну електродинаміку Зіновія Храпливого
2. Пляцко Р.М. Високоенергетична діраківська частинка в гравітаційному полі
3. Дувіряк А., Даревич Ю. Рівняння типу Брайта у формалізмі редукованої квантової теорії поля
4. Мацюк Р.Я. Варіаційне узагальнення вільної релятивістської дзиги
5. Яремко Ю.Г. Interference of outgoing electromagnetic waves generated by two point-like sources
6. Ваврух М.В., Слободян С.Б. Функціонал густини для моделі надпровідника з виродженою електронною підсистемою
7. Стасюк І.В., Мисакович Т.С. Комбінаційне розсіяння світла в локально-ангармонічних кристалічних системах з сильними електронними кореляціями: квантово-статистичний підхід.
8. Стасюк І.В., Гера О.Б. Термодинаміка асиметричної моделі Хаббарда в теорії динамічного середнього поля
9. Швайка А.М., Фаренюк О.Я. Вплив тунельного розщеплення рівнів на електронний спектр псевдоспін-електронної моделі
10. Попель О.М., Рац В.О. Модель нейтральної кисневої вакансії в β -кристаболіті
11. Овандер Л.Н., Шдура В.А., Заворотнев Ю.У. The Application of Green Functions Method to the Theoretical Description of Hyperraman Scattering Light Phenomenon.
12. Левицький Р.Р., Сороков С.І., Вдович А.С. Spin model with essential short-range competing interaction
13. Гуменюк Й.А., Токарчук М.В. Кінетичне рівняння для густих газових сумішей з багатосходинковою міжчастинковою взаємодією
14. Дідух В.Д., Москаль Д.М. Фазові переходи у фазах Магнелі ванадію
15. Дідух Л., Крамар О. Ферромагнетизм в двократно орбітально виродженій моделі Габбарда з сильними кореляціями.
16. Дідух Л., Скоренький Ю., Крамар О., Довгоп'ятий Ю. Електронна провідність в моделі матеріалу з сильними електронними кореляціями

17. Шевчук В. Н., Каюн І. В. Релаксаційні явища та локальні рівні енергії у кристалах $PbWO_4$
18. Петченко О.М., Петченко Г.О. Методика прогнозування температурної поведінки коефіцієнта фононного гальмування дислокацій у лужно-галоїдних кристалах
19. Аносов М.Д., Аносов Ю.М., Криськов Ц.А. Комплект навчально-наочних посібників для оформлення кабінетів фізики
20. Фуртак Б.Л., Фуртак С.П., Чорній У.С. Порівняльний аналіз змісту сучасних європейських і українських підручників з фізики
21. Литвинко А.С. Творчий портрет фізика Т.О.Афанфсьєвої-Еренфест, уродженки Києва
22. Гривнак Н.І. Про основні історичні відомості з розвитку фізики мікросвіту
23. Самборська М.М. Фулерени та фулерити - нова фаза вуглецевих структур. Особливості технології нанотрубок, перспективи їх застосувань

ПЛЕНАРНІ ДОПОВІДІ

Я.О. Довгий

Львівський національний університет ім. І. Франка
79602 Львів, вул Університетська, 1**ФІЗИКИ З КОГОРТИ НТШ**

У довоєнний період фізики входили до математично-природописно-лікарської секції у структурі Наукового товариства ім. Шевченка (табл.1). Це була славна когорта вчених, більшість з яких заснували наукові школи.

Таблиця 1. Ф І З И К И З КОГОРТИ НАУКОВОГО ТОВАРИСТВА ІМЕНІ ШЕВЧЕНКА

№ п/п	Фізики (роки життя)	Дати обрання дійсними членами НТШ
1.	Пулюй Іван (1845-1918)	01.06.1899
2.	Огоновський Петро (1853-1917)	01.06.1899
3.	Гірняк Юліан (1881-1970)	29.01.1908
4.	Цегельський Роман (1882-1956)	18.03.1914
5.	Кучер Володимир (1885-1959)	02.09.1919
6.	Тимошенко Степан (1878-1972)	01.06.1923
7.	Фещенко-Чопівський Іван (1884-1949)	06.04.1926
8.	Смакула Олександр (1900-1983)	01.12.1930
9.	Міліянчук Василь (1905-1958)	28.09.1932
10.	Ластовецький Андрій (1902-1943)	15.06.1933
11.	Храпливий Зенон (1904-1983)	03.01.1934
12.	Стасів Остап (1903-1985)	30.03.1936

Іноземні фізики, які були обрані дійсними членами НТШ (табл.2), у своїх листах висловлювали вдячність за високу честь і довіру.

Таблиця 2. ІНОЗЕМНІ ФІЗИКИ, ОБРАНІ ДІЙСНИМИ ЧЛЕНАМИ НТШ

№ п/п	Фізики (роки життя)	Дати обрання дійсними членами НТШ
1.	Макс Планк (1858-1947)	13.03.1924
2.	Альберт Айнштайн (1879-1955)	17.03.1929
3.	Абрам Йоффе (1880-1960)	28.03.1929
4.	Дмитро Рожанський (1882-1936)	13.04.1929

Лист Макса Планка

до Наукового товариства ім. Шевченка

Я розцінюю це обрання як особливу відзнаку і з гордістю буду почувати себе надалі членом цієї поважної організації. Хочу принагідно висловити мої щирі побажання подальшого розвитку і процвітання Вашого Товариства з нагоди 50-ліття утворення. Ви ж знаєте, що у нас в Німеччині саме українська культура викликає пошвавлене зацікавлення, а ваші політичні змагання користуються постійною симпатією.

Макс Планк

1924 р.

П.І. Тацуняк

Львівський національний університет ім. І. Франка
79602 Львів, вул Університетська, 1

ЗІНОВІЙ ХРАПЛИВИЙ

(15.03.1904 – 3.10.1983)

Уже увійшло у традицію відзначати українською науковою громадськістю круглі ювілейні дати, зв'язані з іменами вчених нашого народу, що у важкі роки бездержавності з великою посвятою працювали для розвитку української науки і освіти в школах, гімназіях та в Науковому товаристві ім. Шевченка; творили українську науку як на Батьківщині, так і прославляли її за кордоном своєю працею. Уже відійшли в історію ювілеї вчених-фізиків: 150-річчя Івана Пулюя, 100-річчя Олександра Смакули та Остапа Стасіва. Тепер відзначаємо 100-річчя від дня народження професора Зіновія Храпливого.

Професор З. Храпливий був дійсним членом НТШ з 1934 р., учителем гімназій у Перемишлі та Львові, професором Львівського університету та його проректором із навчальної роботи в рр. 1939-1941, професором у Міжнародному вільному університеті в Мюнхені та із 1948 р. професором фізики в університеті м. Сент-Луїс у США.

Оскільки друга половина життя професора пройшла за океаном, у радянській час згадувати його ім'я було "не модно", сьогодні мало хто з фізиків середнього і навіть старшого покоління знає це прізвище. Після довгого замовчування перша офіційна згадка про вченого прозвучала у Львові на загальних зборах відродженого НТШ у 1990 році. В 1994 році заходами фізичної комісії НТШ та фізичного факультету ЛДУ ім. І.Франка відбувся науковий семінар на тему "Проблеми релятивістської квантової механіки системи частинок" – присвячений 90-річчю від дня народження професора.

Зіновій-Володимир Храпливий народився 15.03.1904 р. в селі Лисівцях Заліщицького повіту Тернопільської області в родині сільського вчителя. Батько Василь Храпливий скоро помер, а мати Софія з Ганкевичів залишилася із чотирма синами: Іваном, Романом, Євгеном і наймолодшим 4-річним Зенком. Всі сини в майбутньому "вийшли в люди", стали визнаними представниками української інтелігенції, що було безумовною заслугою матері, яка мусила жити на скромну пенсію вдови сільського вчителя.

У 1908 році родина переїздить до Тернополя, де Зенко закінчує народну школу. Вибух війни застає родину на канікулах в Скольому в Карпатах. Фронт наближався швидко, до Тернополя вже не можна було повертатися. Пряма дорога до Львова через Стрий також не була вільна. Залишатись в окупації не могли, тому що життя родини залежало від цісарської пенсії. Емігрували товарним поїздом через Закарпаття, Моравію, Західну Галичину до Відня. Тут була далека родина та значна українська громада. Старші брати були мобілізовані в армію, а Зенко навчався на українських гімназійних курсах. Тому що у Відні було забагато переселенців, їх переміщують до західної Австрії. Тепер Зенко міг вчитись тільки заочно.

Після війни у 1918 році мати із сином повертаються до Збаража, де жила її сестра. Старші сини були у полоні, було важко. На щастя з італійського фронту

повертається Роман і, як чотар УГА, бере участь в утвердженні української влади на Збаражчині. Щоб допомагати матері, неповнолітній Zenko працює книговодом на пивному заводі і одночасно вчиться самотужки, щойно у 1923 році здає заочно іспит зрілості у Тернопільській гімназії. В тому ж році записується на студії у Віденському і одночасно у Краківському університетах, але через нестачу засобів існування залишає навчання і тільки у 1926 поступає у Львівський університет, де у 1929 році складає іспит на звання вчителя фізики і математики. Це був тернистий шлях у науку юнака-українця того часу.

Педагогічну працю починає у Перемишлі, спочатку у приватній жіночій, опісля в чоловічій державній українській гімназії. В 1936 році повертається до Львова на посаду вчителя фізики 1-ої Академічної української гімназії (філії), про працю в університеті не можна було і мріяти. Ще живі сьогодні нечисленні учні проф. Храпливого, що згадують його як педантичного справедливого лектора, що користувався авторитетом. Він чи не єдиний серед гімназійних вчителів, що не мав “клички”. Академік Остап Парасюк згадує, що він умів захопити своїм предметом і одночасно бути строгим. Якщо учень із поточного опитування одержував двійку три рази підряд, його більше не питали, він був приречений.

Проф. Храпливий – автор українського гімназійного підручника “Нарис фізики”, який вийшов у 1938 році [1], що було важливою подією в умовах катастрофічної нестачі українських підручників на фоні польського засилля у той час.

Одночасно з педагогічною роботою З. Храпливий займається наукою. Ще працюючи в Перемишлі доїжджає до Львова, щоб брати участь у роботі наукового семінару Інституту теоретичної фізики при Львівському університеті. Науковий рівень семінару був високим і, головне, тут не було польського шовіністичного духу, що панував на той час у Перемишлі. Керівниками і учасниками семінару були професори Войцех Рубінович, Стефан Щеньовський, Станіслав Лорія, асистенти Леопольд Інфельд та Василь Міліянчук. Це був час бурхливого розквіту квантової механіки. До тієї течії успішно підключився З. Храпливий. У короткому часі він пише дві праці: “Про від’ємні рівні в теорії Дірака” [2] та “Про власний потенціал електрона у хвильовій механіці” [3], що лягли в основу його докторату, який йому присвоїли у 1932 році.

В той час уже було відоме рівняння Дірака, що поєднувало теорію відносності із квантовою механікою, але давало фізично незрозумілі розв’язки з від’ємними енергіями. Храпливий показав, що намагання деяких авторів пояснити ці розв’язки не видержують критики. Скоро сам Дірак геніально пояснив рівні від’ємної енергії наявністю частинки із додатнім зарядом, що була згодом експериментально відкрита і названа позитроном.

Наукові успіхи З. Храпливого достойно оцінили українська громадськість. 3.01.1934 його обирають дійсним членом НТШ, яке на той час прирівнювалось до рівня академії наук. Уже в ранзі дійсного члена НТШ др. Храпливий починає займатися нелінійною електродинамікою Борна-Інфельда, очевидно під впливом одного із авторів, учасника Львівського семінару др. Інфельда, який у рр. 1933-1934 був стипендіатом у Кембріджі, де у той час уже був Макс Борн, що виїхав з Німеччини на знак протесту проти приходу до влади Гітлера. Теорія мала амбітну мету за допомогою нелінійності рівнянь усунути деякі труднощі електродинаміки

Максвелла, зокрема трудність нескінченної енергії точкового заряду електрона. З. Храпливий подав свою версію класичної нелінійної електродинаміки, що нагадувала електродинаміку у середовищі з напругами E, D, H, B , де величина і розмір заряду електрона явно не виступають, а сліднують із самої теорії. Електрон має дуальну природу, якщо він описується полем D , то він є сингулярністю, якщо полем E , то він має скінчений радіус. Крім того показано, що рівняння руху заряду Лоренца не треба додавати до рівняння Максвелла, бо вони є наслідком самих рівнянь [4-7]. Одержаний вираз потенціалу електрона був застосований для обчислення поправок до спектру водню, які виявились набагато меншими, ніж цього вимагали дані експерименту. Це було перше попередження про неповну спроможність нелінійної теорії.

Прихід совєтської влади у 1939 році вніс великі зміни в житті др-а Храпливого. Хоча діяльність НТШ у Львові припиняється, звання дійсного члена НТШ признається. До університету запрошуються дійсні члени НТШ – визначні українські вчені, такі як академіки Василь Щурат, Філарет Колесса, Іван Крип'якевич, професори Кирило Студинський, Володимир Левицький, Мирон Зарицький та ін. Др. Храпливому запропоновано посаду професора кафедри теоретичної фізики і навіть призначено проректором з навчальної роботи університету. Відомо, що в той час він читав курс статистичної фізики. Позитивним було те, що після польської реакції двері університету та інших вузів нарешті відкрились для українців та відновились права української мови викладання. Однак ейфорія позитивного стану тривала недовго. Незабаром заповнили університет система репресій, обвинувачень у буржуазному націоналізмі, що закінчилися масовими арештами і депортаціями.

Із приходом у 1941 році до Львова німецької влади настав час не менш жорстокої фашистської окупації. Проф. Храпливий був на той час у відрядженні в Києві і тільки через два місяці з великими труднощами йому вдалось повернутись до Львова. Університет не діяв, щоб вижити, він влаштувався редактором у "Видавництві шкільних книжок. Львів-Краків", яке мало дуже малі можливості.

Перед новим приходом совєтів проф. Храпливий емігрує на Захід, спочатку до Відня, а потім до Мюнхена. Залишатись було небезпечно. У Мюнхені Храпливий деякий час працює надзвичайним професором і керівником кафедри фізики Міжнародного вільного університету, організованого ООН для біженців, згодом професором фізики в Українському техніко-господарському інституті (УТПІ), що перенісся сюди із Праги. В 1948 році його запрошують на посаду професора фізики у католицький університет у Сент-Луїс у США, куди він переїздить, одружившись із колишньою своєю ученицею Марією Курилець.

На американській землі відбувається новий науковий злет професора. Одна за одною появляються у журналі "Physical Review" праці [9-12], де він, розвиваючи свою традиційну тематику, розробляє більш досконалий апарат розрахунку взаємодії діракового електрона у зовнішньому полі на основі представлення Фолді-Войтхоузена. Проф. Храпливий брав участь в численних наукових конференціях, був активним дійсним членом американського НТШ, членом Нью-Йоркської Академії Наук, членом Американського фізичного товариства, що свідчить про його світове визнання.

В 1972 році виходить на пенсію, але ще продовжує читання спецкурсів і як добрий знавець мов займається перекладами, складає словник (псевдонім -

Лісівецький). Помер у 1983 році, похований на цвинтарі Св. Андрея у Баунд-Бруку – пантеоні визначних українців Америки.

Професор Храпливий разом із дружиною Марією виховали двоє дітей – сина Андрія та дочку Леню. Професор Андрій Храпливий не зовсім пішов слідами свого батька, він інженер-фізик, ведучий спеціаліст в галузі оптичних хвилеводів, заслужений працівник компанії AT&T Bell Labs у США.

Треба відзначити, що вся сім'я Храпливих заслуговує на увагу. Найстарший брат Іван Храпливий (1895-1960), доктор філософії, викладач класичних мов Коломийської гімназії, був репресований; Роман Храпливий, чотар УГА, загинув у вирі визвольних змагань; Євген Храпливий (1898-1949), професор сільгосп. наук, дійсний член НТШ, багаторічний організатор і директор товариства “Сільський господар” у Галичині; його дочка Леся Храплива-Щур відома сьогодні в діаспорі письменниця і громадська діячка. Безумовно плеяда сім'ї Храпливих заслуговує на почесне місце в науці та історії українського народу.

Бібліографія основних праць проф. З. Храпливого

1. Храпливий З. Нарис фізики: Підручник для 4-ї кл. гімназії. Lwów, PWKS, 1938.
2. Chraplywyj Z.W. O ujemnych poziomach energii w terji Diraca.// Acta Phys. Polon. II. 1933. S. 193-204.
3. Chraplywyj Z.W. O potencjale wlasnym electronu w mechanice falowej.// Acta Phys. Polon. II. 1933. S. 205-214.
4. Chraplyvy Z.V. On the Lorentz equations in New Electrodynamics. I.// Acta Phys. Polon. IV. 1935. P. 395.
5. Chraplyvy Z.V. On the Lorentz equations in New Electrodynamics. II.// Acta Phys. Polon. VI. 1937. P. 31.
6. Chraplyvy Z. Sur les equations de mouvement del electrodynamique nouvelle.// C.R. Acad. Sci. Paris. 202. 1936. P. 396-397.
7. Храпливий З. Основні поняття електродинаміки і унітарна теорія поля.// 36. Мат.-прир.-лік. секції НТШ, 1937. Т. 31. С. 51-56.
8. Barker W.A., Chraplyvy Z.V. Conversion of an Amplified Dirac Equation to an Approximately Relativistic Form. // Phys. Rev. 1953. 89. №2. P. 446-451.
9. Chraplyvy Z.V. Reduction of the Relativistic Two-Particle Wave Equation to Approximate Form. I. // Phys. Rev. 1953. 91. №2. P. 386-391.
10. Chraplyvy Z.V. Reduction of the Relativistic Two-Particle Wave Equation to Approximate Form. II. // Phys. Rev. 1953. 92. №25. P. 1310-1315.
11. Glover F.N., Chraplyvy Z.V. Reduction of the Relativistic Wave Equations to the “Contact Interaction”. // Phys. Rev. 1956. 103. №3, P. 821-826.
12. Chraplyvy Z.V. Approximate Relativistic Potential Scattering.// J. Phys. B. 1971. P. 995.
13. Chraplyvy Z.V. On Definition of the Teaching of Physics.// Am. J. Phys. 1952. 20. №9. P. 562-565.

Л. Блажисевський

Львівський національний університет імені Івана Франка,
кафедра теоретичної фізики,
м. Львів, вул. Драгоманова, 12, 79005, Україна

ЗІНОВІЙ ХРАПЛИВИЙ І РЕЛЯТИВІСТСЬКА КВАНТОВА МЕХАНІКА

Доповідь присвячена короткому огляду праць З. Храпливого в галузі квантової теорії:

1. Перші праці З. Храпливого з квантової механіки припадають на початок 30-х років. У 1933 році в Acta Phys. Pol. він опублікував з статті: “Про від’ємні рівні енергії в теорії Дірака”, “Про власний потенціал електрона у хвильовій механіці”, “Зауваження до праці про власний потенціал електрона у хвильовій механіці”. У цих працях проаналізовано тодішні труднощі інтерпретації рівняння Дірака і спроби його узагальнення: введення криволінійних координат, залежність матриць Дірака від координат, шредінгівське “тремтіння електрона”, парадокс Клейна. Особлива увага приділена аналізу впливу власного поля електронів в системі катодних променів на їх квантові характеристики, обговорені можливі експериментальні перевірки зроблених висновків.
2. У першій половині 50-х років З. Храпливий публікує у Phys. Rev. декілька праць присвячених побудові наближених релятивістських рівнянь для двох електронів. В них він запропонував оригінальне узагальнення методу Фолді-Вуйтгайзена для частинки в зовнішньому полі на випадок двох частинок для розділення додатніх і від’ємних частотних просторів, дослідив роль контактної взаємодії, області застосовності наближеного рівняння Брейта.

Варто відзначити, що дослідження, пов’язані зі спробами отримати релятивістське рівняння шредінгерівського типу для багатьох частинок в тих чи інших наближеннях (квазікласичному, розвиненні за константою зв’язку, за ступенем релятивізму, модифікацією канонічних перетворень) залишаються актуальними і зараз.

В.Г. Козирський¹ і В.А. Шендеровський²

¹Інститут теоретичної фізики ім. М. Боголюбова та

²Інститут фізики НАН України, Київ, Україна

НЕЗНАНИЙ ЗЕНОН ХРАПЛИВИЙ: СЛОВНИКАРСЬКІ НОТАТКИ НА БЕРЕГАХ КВАНТОВОЇ ТЕОРІЇ

Зенон Храпливий... Легендарна постать української науки. Один із фундаторів релятивістської квантової механіки та нелінійної квантової електродинаміки. Видатний фізик-теоретик, фундаментальність наукових результатів якого визнано світом, і вигнанець з Батьківщини, яку він любив понад усе. Добре знаний своїми досягненнями фахівцям з квантової теорії поля й майже невідомий навіть спеціалістам в Україні. Парадокси реалій сьогодення, закорінені у не зовсім природню нашу історію.

Зенон Храпливий є автором наукових результатів світового засягу. Його праці про негативні рівні в теорії Дірака та про власний потенціал електрона в хвильовій механіці стали підставою для присудження йому наукового ступеня доктора філософії з фізики 1932 року.

Тридцять років були для Зенона Храпливого роками самовідданої наукової та педагогічної праці, що їх він майстерно поєднував. Потужний інтелект і певний педантизм сприймали неоднозначно, проте геть усі шанували.

Мріючи про незалежну Україну, до останніх днів не полишає Зенон Храпливий праці. Вже емеритусом він розвиває термінологічну діяльність, розпочату в кінці 20-х і на початку 30-х років маленьким українсько-польським словником фізичних термінів, що був оригінальним додатком до підручника з фізики, та продовжену Українсько-Німецько-Англійсько-Французьким словником 1948 року, виданим у Вавсбургу за псевдо Д-ра З. Лисівецького.

Це унікал, що потребує окремого висвітлення. Мало того, що він не втратив пізнавальної цінності, він є свідком реалій доби, у якій випало діяти видатному синові України. Словник подає правдиву природню мову. Низка лексем до прикладу.

Апарат до голення, басен, безженець, бензина, бухгалтер, видець, висідати, вистава, вияснення, віддаль, електрівня, Європа, Еспанія, жаден, за два дні (по двох днях), задля, заки, закрут, заля, зверхник, зиск, змисл, значити, кальоша, кляса, комірне, комода, вомора на припаси, конечний, консерва, контроля, корба, крайти, на кредит, лет, летун, линва, літра, ліхтарня, лямба, манастир, мапа, масть, матеріал, метал, мистець, міністер, місце замешкання, місячно, мореплавба, мосяж, мряка, мурин, мусіти, на цих умовинах, навідворот, нагло, нараз, нагніток, надавець,

накривка, наперек, напроти, небавом, невтральний, необхідний, неприявний, нешлюбний, обезпечати, обманець, обстановка, оливо, ошаджувати, пальник, парасоль, парламент, паротяг, паспорт, певний, передполудне, передучора, підготова, платня заробітня, пливкий, плисти (про воду), плян, повновласник, подорожник, пожиточний, пополудне, поправляти, папірник, предсідник, представник, простий, радіовисильня, редьквиця, риж, ринка, рівночасний, рура, садовина, салата, сос, сотнар, стація, стріл, торгівля гуртова, туча (гровиця), з уваги на, брати на увагу, улегшувати, уневажнювати, хідник, шалик, цаль, чоколяда, шруба.

Загальна лексика, здається, знані слова за уважного читання надають правдиві, часом несподівані, розв'язки пекучих термінологічно-правописних проблем сьогодення.

Варто пізнати діяльність корифея теоретичної фізики й у царині Рідного Слова.

І. О. Вакарчук

Львівський національний університет імені Івана Франка,
кафедра теоретичної фізики,
м. Львів, вул. Драгоманова, 12, 79005, Україна

КВАНТОВА ТЕЛЕПОРТАЦІЯ

У 1997 році в Інституті експериментальної фізики університету в Інсбруці (Австрія) була експериментально реалізована так звана квантова телепортація на фотонах (*Dik Bouwmeester, Jian-Wei Pan, Klaus Mattle, Manfred Eibl, Harald Weinfurter, Anton Zeilinger, Nature (London), 390, 575 (1997)*).

Під телепортацією розуміють зникнення деякого об'єкта в одній точці простору і виникнення його в іншій (*Телепортація*: від грец. *τῆλε* — далеко; від італ. *porto, portare* — носити, переводити; зводити, доставляти, їхати; передавати; наносити; скеровувати).

Сама ідея була висловлена 1993 року (*Charles H. Bennett, Gilles Brassard, Claude Crépeau, Richard Jozsa, Asher Peres, William K. Wootters, Phys. Rev. Lett. 70, 1895 (1993)*), ґрунтується вона на парадоксі Айнштейна–Подольського–Розена.

Автори ідеї у своїй першій роботі “працювали” з частинками, що мають спин $\hbar/2$, тобто з дискретними станами. Ці результати легко переформулювати на фотони, для яких також є два можливі стани поляризації.

Центральним поняттям є так звані сплутані стани двох фотонів. У цих станах поляризація кожного з фотонів є невизначеною. Однак між поляризаціями обох фотонів існує квантова кореляція, яка не залежить від відстані між ними. Мірою сплутаності суперпозиційного стану двох частинок є його відмінність від факторизованого стану, коли частинки є незалежними.

Суть квантової телепортації полягає в наступному. Нехай ми маємо три частинки, дві з яких (наприклад, перша і друга) знаходяться в сплутаному стані. Якщо здійснити деяку операцію вимірювання, під час якої перевести другу і третю частинки в сплутаний стан, то стан третьої частинки “перекидається”, тобто телепортується, на першу незалежно від відстані між частинками.

Щодо класичної телепортації (тобто зникнення предмету в одному місці і виникнення його в іншому), то її забороняє квантово-механічний принцип невизначеностей Гайзенберга.

І.В.Стасюк

Інститут фізики конденсованих систем НАН України,
вул. Свенціцького 1, Львів, 79011, Україна
e-mail: ista@icmp.lviv.ua

ПРОБЛЕМИ ФІЗИКИ СИЛЬНОСКОРЕЛЬОВАНИХ ЕЛЕКТРОННИХ СИСТЕМ.

В доповіді розглядаються деякі аспекти теорії фізичних квантових ефектів у електронних системах з сильними кореляціями. До такого роду об'єктів відносяться кристали з електронними короткосяжними взаємодіями хаббардівського типу, що можуть перебувати в металічному (напівметалічному) або діелектричному стані. Моделі, що використовуються при цьому (модель Хаббарда, модель Фалікова-Кімбала, псевдоспін-електронна модель), базуються на ідеях, сформульованих у підході Шубіна-Вонсовського та в полярній моделі Боголюбова.

Дається огляд методів, розвинених останнім часом для дослідження енергетичного спектру та термодинаміки згаданих моделей. Окрема увага приділяється результатам, отриманим при дослідженні фазових переходів та аналізі умов стійкості рівноважних станів (пов'язаних з магнітним чи зарядовим впорядкуванням, розшаруванням фаз, появою надпровідної фази, виникненням діелектричної щілини в електронному спектрі). Обговорюється застосування теорії до опису неоднорідних станів і структурних нестійкостей у високотемпературних надпровідниках, аномалій сегнетоелектричного типу та станів з модуляцією заряду в кристалічних системах з локально-ангармонічними елементами структури.

А.В. Свідзинський

Волинський державний університет імені Лесі Українки,
кафедра теоретичної і математичної фізики,
проспект Волі, 13, Луцьк, 43000

МЕТОД ФУНКЦІОНАЛЬНОГО ІНТЕГРУВАННЯ В КВАНТОВІЙ МЕХАНІЦІ І КВАЗІКЛАСИЧНЕ НАБЛИЖЕННЯ

Представлення квантово-механічного пропагатора в квантовій механіці у вигляді функціонального інтеграла (інтеграла по траєкторіях), згідно з Фейнманом, визначає амплітуду переходу електрона з точки $(x',0)$ в точку (x,t) . Інтегруванню підлягає експонента вигляду $\exp\left\{\frac{i}{\hbar}S[x(\tau, x, x', t)]\right\}$, де всі можливі шляхи $x(\tau, x, x', t)$ починаються і закінчуються у зазначених часо-просторових точках, а дія S дається звичайним класичним виразом. Серед цих шляхів класичний шлях $X(\tau, x, x', t)$ виділяється умовою екстремуму дії при вказаних вище умовах. Доцільно виділити класичний шлях, переходячи у функціональному інтегралі до інтегрування по відхиленням (флуктуаціям) від нього через зсув заміни змінної інтегрування

$$x(\tau, x, x', t) = X(\tau, x, x', t) + y(\tau, t)$$

внаслідок чого інтегрування відбувається по $y(\tau, t)$, що задовольняють однорідні умови $y(0, t) = y(t, t) = 0$.

Після цього легко сформулювати квазікласичне наближення як таке, при якому в показнику експоненти обмежуємося наближенням другої варіації, тобто покладаємо $S[x(\tau, x, x', t)] \cong S_{\text{кл}} + \delta^2 S$, де останній член є квадратичним по $y(\tau, t)$ функціоналом

$$\int_0^t \left(\frac{m\dot{y}^2(\tau)}{2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V(X(\tau))}{\partial X^2(\tau)} y^2(\tau) \right) d\tau$$

Тоді функціональне інтегрування виконується (оскільки форма в показнику експоненти є квадратичною); результат має вигляд:

$$U(x, x', t) \cong \left(\frac{m}{2\pi i \hbar} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left\{ \frac{i}{\hbar} S_{\text{кл}}(x, x', t) \right\} (D_0/D)^{\frac{1}{2}}$$

де D_0 є детермінант оператора $-\frac{\partial^2}{\partial \tau^2}$, а D – детермінант оператора $-\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{1}{m} V''(X(\tau))$

Обчислення завершується доказом того, що

$$D_0/D = -\frac{t}{m} \frac{\partial S_{\text{кл}}(x, x', t)}{\partial x \partial x'}$$

Цей етап доведення потребує найбільш прискіпливого аналізу і пов'язаний з використанням основних фактів теорії полів Якобі.

Перехід від пропагатора до резольвенти (функції Гріна) виконується звичайним чином.

Блонський І.В.

**ВІДОБРАЖЕННЯ РОЗМІРНОСТІ СЕРЕДОВИЩА КВАНТОВИХ
СТРУКТУР В ПРОЦЕСАХ ЛОКАЛІЗАЦІЇ ЕЛЕКТРОННИХ ЗБУДЖЕНЬ**

V. M. Tkachuk

Department for theoretical physics, Ivan Franko National University of Lviv,
12 Drahomanov Str., Lviv, UA-79005, Ukraine

SUPERSYMMETRY IN QUANTUM MECHANICS

Supersymmetric (SUSY) quantum mechanics was introduced by Witten as a laboratory for investigating SUSY breaking which is one of the fundamental issue in SUSY quantum field theory. Priory to Witten's paper Nicolai had shown that SUSY could be also a useful tool in nonrelativistic quantum mechanics. Subsequently SUSY quantum mechanics has proven to be interesting on its own merit.

The SUSY was discovered in some real quantum mechanical systems. The motion of the electron in the magnetic field is an interesting example of such system. It was shown that the SUSY with two supercharges ($N = 2$ SUSY) is realized in two dimensional case for arbitrary magnetic field perpendicular to plane. It was found also some special three dimensional magnetic field in which motion of the electron is supersymmetric. New aspect in this case is realization of SUSY with $N = 2, 3$ and 4 supercharges. Note that the supersymmetry leads to the degeneracy of the non zero energy levels $2^{\lfloor N/2 \rfloor}$.

Over the years it has been shown also that SUSY quantum mechanics plays an important role in obtaining exact solutions of quantum mechanical problems. In fact, all solvable problems of quantum mechanics are supersymmetric or can be made so. In frame of SUSY quantum mechanics some progress was achieved also in the investigation of the quasi exactly solvable problems for which only finite number of the energy levels and corresponding wave functions can be found in explicit form.

В.І. Третяк

Інститут фізики конденсованих систем НАН України, Львів, Україна

ПРОБЛЕМИ РЕЛЯТИВІЗМУ І КВАНТОВА МЕХАНІКА

Розглянуто загальні обставини узгодженості принципів релятивістичної інваріантності із основними положеннями квантової теорії. Цей інтенсивний нурт досліджень активно розвивався у першій половині минулого століття з вагомим внеском проф. З. Храпливого, однак досяг суттєвих результатів лише в рамках теорії одного тіла у зовнішньому полі. Проблема багатьох (та навіть двох тіл) віддавалась у сферу квантової теорії поля з усіма її математичними недоречностями та фізичними перебільшеннями й перевищенням необхідної точності розрахунків. Альтернативний шлях, як це не парадоксально, був вказаний руками творців стандартного формулювання квантової теорії поля – Брейта, Фейнмана, Швінгера, Дірака, Вігнера. Це релятивістична теорія прямих взаємодій між частинками, яка відрізняється від свого нерелятивістичного відповідника *лише* тим, що групою симетрії відповідного опису (класичного чи квантового) замість групи Галілея проголошується група Пуанкаре. Ця заміна приводить до суттєвих особливостей у описі систем частинок із нетривіальною взаємодією. У рамках класичного опису це проявляється у необхідності використання нелокальних лагранжіанів (чи, іншими словами та за певних умов, лагранжіанів, залежних від похідних нескінченно високого порядку) для опису таких систем. Однак такі лагранжіани служать лише формальним знаряддям для побудови фізично осмислених рівнянь руху, що є другого порядку й отримуються з формальних рівнянь Ойлера-Лагранжа, які відповідають вказаним нелокальним лагранжіанам, застосуванням *принципу предиктивності*. Важливе місце тут посідає введене Діраком поняття *форм релятивістичної динаміки*, що відображає множинність (неоднозначність) задання миттєвого стану системи у послідовній релятивістичній теорії. Теорема Лі-Кенігса стверджує можливість подати рівняння руху другого порядку в гамільтоновій формі. Відповідні гамільтоніани можуть служити основою квантового опису системи частинок з прямою взаємодією, коли усілякі поля відсуваються на другорядну роль вторинних сутностей, зумовлених рухом частинок. У принципі в межах описаної схеми можна врахувати й вплив сил реакції випромінювання (знамениті сили Лоренца-Дірака у випадку електромагнетної взаємодії) на поведінку системи – на рівні класичної, квантової чи статистичної механіки. Потенціально ефективність пропонованої схеми опису релятивістичних систем багатьох частинок не викликає сумніву; її практична реалізація залежить від зусиль ентузіястів, яких надто мало як в Україні, так і в світі, де парадигма теоретико-польових розрахунків, базованих на діаграмах Фейнмана, відсунула на задній план пошуки інших, – можливо, простіших та ефективніших, – шляхів до опису релятивістичних об'єктів.

**ПРО "НЕЗБАГНЕНУ" ЕФЕКТИВНІСТЬ МАТЕМАТИКИ
У КВАНТОВІЙ ФІЗИЦІ**

Обговорюється роль математики при формуванні понять квантової теорії, її ефективність у сучасній фізиці.

Характерною особливістю новітньої фізики – фізики ХХ - ХХІ століть – є проникнення за межі безпосереднього чуттєвого досвіду. Відкриття електрона, а згодом – атомного ядра, ознаменувало нову еру в науці – еру освоєння масштабів порядку 10^{-10} м і менших. Виникнення квантової механіки та квантової теорії поля обумовило *нову роль математики у фізиці*.

Математика "несподівано" виявилась готовою запропонувати свої послуги при формуванні нових фізичних понять та принципів. Поняття стану квантової системи та квантових спостережуваних знайшли адекватне вираження у векторах гільбертового простору та ермітових операторів у ньому. "Дивні" правила множення квантових спостережуваних (або комутаційні співвідношення на сучасній мові), запропоновані Гайзенбергом, добре лягли на готовий математичний апарат теорії асоціативних алгебр та їх представлень і стали відігравати роль фундаментальних рівнянь квантової теорії.

В історії фізики є ще декілька яскравих епізодів, які переконують, що погляд на природу крізь призму математики може бути продуктивним і привести до фундаментальних результатів. Один з таких епізодів – це відкриття Гель-Манном і Несманом унітарної симетрії у сильних взаємодіях та кварковій структури матерії.

Зближення фізики і математики і незаперечна ефективність математики при формулюванні нових фізичних законів привела до перебільшення її ролі у пізнанні природи. Чи насправді існує загроза для фізики перетворитися на придаток до математики і слугувати лише перекладачем на іншу (так звану "фізичну") мову глибоких істин, які вже винайдені математикам?

Драматична доля конструктивної квантової теорії поля – науки, яка була дуже популярною в кінці 60-х початку 70-х років минулого століття і мала певні досягнення, але ще більше амбіцій, проте на сьогодні майже забута – мала слугувати пересторогою стосовно того, що лише вдосконаленням математичного апарату досягти суттєвих проривів у фізиці неможливо.

Історія розвитку фізики у наступні десятиліття після створення квантової механіки і особливо її сучасний стан дають підстави для вироблення більш зваженої точки зору. Частково вона виражена у словах Ч. Н. Янга: "Фізика не є математикою, як і математика не є фізикою. Чомусь Природа обирає лише підмножину дуже красивих,

складних і заплутаних понять (засобів), створених математиками, і ця конкретна підмножина є саме тим, що шукає фізик-теоретик...”

Ми, люди, здатні зрозуміти природу лише в тій мірі, в якій здатен змодельювати її наш мозок в образах, спільних (тобто зрозумілих) іншим людям. З огляду на це видається вірогідним, що заняття абстрактною математикою – це намагання розширити здатність мозку створювати моделі. (Очевидно, під впливом математичних вправ в нашому мозку формуються нові синаптичні контакти, і вони можуть бути використані для створення нових образів).

Галілей стверджував, що Велика Книга Природи написана мовою Математики. Але видається, що ця книга написана невідомими нам письменами. Фізика пробує перекласти їх на мову математики, бо це єдина мова, яку може зрозуміти Людина...

Але Книга Природи не має кінця. На кожній новій сторінці зустрічаються знаки, яких не було раніше. У таких випадках – слово за математикою. Наскільки вірний наш переклад, не скаже ніхто. Лише багаторічний досвід багатьох дослідників дає нам впевненість, що ми на шляху до істини.

Б.А.Лукіянець

Національний університет "Львівська політехніка", Україна

КВАНТОВА ТЕОРІЯ ЯК НАУКОВИЙ ФЕНОМЕН

Лише нині, сто років після знаменитого семінару, на якому М.Планк оприлюднив гіпотезу квантування енергії, що і є початком квантової теорії, можна в повній мірі відчутти велич і неординарність такої теорії. Квантова теорія на нинішній день - одна з найдосконаліших наукових теорій. Вона народилася нетрадиційно. В кінці дев'ятнадцятого століття здавалося, що фізика досягла своєї вершини і на якісь якісно нові відкриття в цій області не слід очікувати. Проте у фізиці залишалося ряд явищ, які чекали на своє пояснення. До їх числа відносилось випромінювання абсолютно чорного тіла, а точніше, спектральна залежність інтенсивності такого випромінювання. Результати пояснення її мовою класичної теорії породжувала так звану "катастрофу Релея-Джінса" або "ультрафіолетову катастрофу". Згадана вище гіпотеза Планка була фактично констатацією, що пояснення випромінювання абсолютно чорного тіла неможливе в рамках класичної теорії.

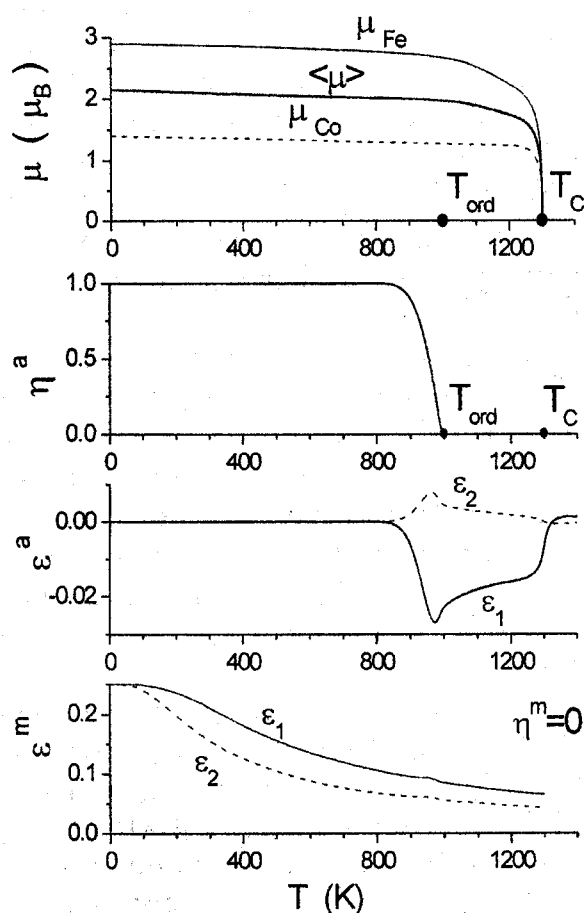
Гіпотеза призвела до революційних змін в уявленнях людини про мікросвіт. Перші кроки квантової теорії – це були кроки в напівтьмі, за словами акад. А.Мігдала, через туманні здогадки, які часто не підтверджувалися, "безглузвих ідей", що спиралися на хиткі основи, проте надалі висновки, що випливали з них, підтверджувалися експериментально з надзвичайною точністю. Історія квантової теорії багата як перемогами, так і драмами. Здавалося, що квантова теорія перекреслювала накопичені знання класичною теорією. Трудно було себе переконати, що накопичені тисячоліттями знання про Природу і зафіксовані класичною теорією не здатні описати явища мікросвіту. Проте квантова теорія не заперечує класичну, а є її поглибленням.

В недавно опублікованій статті О.В.Крилова "Будет ли конец науки?" (Рос.химич.журнал – 1999. – №6) багато місця присвячено і фізиці, зокрема, квантовій теорії. З остаточними висновками автора можна погоджуватися або не погоджуватися, але тут нашу увагу привертає слушний аналіз автора квантової теорії на основі нобелівських премій. По-перше, на початковій стадії теорія закладалася вченими-одинаками (на протигагу до тенденцій в розвитку наукових досліджень останніх років). По-друге, висока "концентрація" фундаментальних положень, гіпотез та динамізм досліджень на цьому етапі, що створювало складнощі для нобелівського комітету.

Без сумніву, з часом появиться більш загальна теорія, частинним випадком якої буде квантова. Та на сьогодні квантова теорія залишається досить динамічним і ефективним засобом вивчення природних явищ. Це засвідчує її сучасний розвиток, її розгалуження на квантову електроніку, квантову хімію, квантову оптику тощо. Ідеї, висунуті цими науками, успішно втілені в життя. Без перебільшення можна твердити, що наше життя було б зовсім іншим, не було б багато з того, життя без чого сучасникам неможливо собі уявити, якби не було квантової теорії.

ELECTRONS AND PHONONS IN DISORDERED MATTER

We obtain a cluster expansion for the two-time retarded Green's functions and the thermodynamic potential of a disordered crystal taking the electron-phonon and electron-electron interactions into account. The electron states of the system are described in the framework of *s-p-d*-multiband tight binding model. The calculations are based on the diagram techniques for the temperature Green's functions. The coherent potential approximation is chosen as a zeroth-order one-site approximation in this cluster expansion method. The calculation of electron structure and free energy for equiatomic *Fe-Co* alloy with a bcc-lattice is made. The equilibrium values of the localized magnetic moments, parameters of interatomic correlations (ε_i^a, η^a) and correlations in orientation of magnetic moments (ε_i^m, η^m) were determined from minimum condition of the free energy of alloy. The temperature dependence of magnetic moments and correlation parameters (for two coordination spheres) is presented in a figure. The positive sign of correlation parameters in orientation of magnetic moments corresponds to a ferromagnetic phase. The value of the localized magnetic moments and parameters of magnetic ordering decreases at increase of temperature up to Curie temperature T_C . The calculated values of temperature of phase order-disorder transition $T_{ord} = 1000$ K and Curie temperature $T_C = 1300$ K are in the good consent with experimental data. Our results suggest possible ways to generalize the one-band Hubbard model, well-known in the theory of magnetism, to describe the influence of strong electron correlations on the electron structure and properties of disordered alloys of transition metals with narrow energy bands.



ФОНОННЕ ГАЛЬМУВАННЯ ДИСЛОКАЦІЙ В КРИСТАЛАХ З РІЗНОЮ ГУСТИНОЮ ДИСЛОКАЦІЙ

Ця робота продовжує серію робіт [1-3], спрямованих на вивчення фононного гальмування дислокацій у монокристалах методами фізичної акустики.

Згідно з даними роботи [1], у інтервалі ступенів попередньої деформації $\epsilon = 0,23 \div 1,5$ % при кімнатній температурі константа демпфування B не залежить від густини рухливих дислокацій Λ в кристалі. Однак, залишається незрозумілим, чи буде справджуватись даний висновок при низьких температурах, коли процеси фононної релаксації починають домінувати над процесами фононного розсіювання, про що яскраво свідчить нещодавно досліджена в роботі [2] температурна залежність $B(T)$ на кристалах KBr . Розв'язати дану задачу зручно у такий спосіб. Слід взяти кристали тієї ж серії, що і в [2], але тепер їх продеформувати до нового значення ϵ (так, щоб дислокаційна структура зразків суттєво змінилась) і розрахувати криву $B(T)$. Якщо вказана експериментальна крива не буде істотно відрізнятися від одержаної раніше [2], то це буде напевно свідчити про те, що дислокаційна структура матеріалу не впливає на в'язку протидію руху дислокацій з боку фононної підсистеми.

Таким чином, метою даної роботи було вивчення температурного ходу константи B для кристалів KBr з залишковою деформацією $\epsilon = 0,5$ %. Для проведення досліджень використовувалась оригінальна високопрецизійна установка, яка дозволяла одночасно вимірювати поглинання та швидкість розповсюдження пружних високочастотних хвиль, а також записувати криву навантаження зразків. Дослідження впливу температури в інтервалі 77 - 300 К на локалізацію частотних спектрів дислокаційного поглинання $\Delta_d(f)$ ультразвуку показало, що якісний вигляд залежностей $\Delta_d(f)$ і тенденція їх зміщення у бік більших частот і менших значень Δ_d при зниженні температури зберігається, і є такою, як в [2,3]. За вивченими кривими $\Delta_d(f)$ для різних температур з використанням вже отриманої нами раніше інформації щодо пружних модулів для KBr [2] ми визначили залежність $B(T)$ для деформації $\epsilon = 0,5$ % і порівняли її з одержаною раніше [2]. Як з'ясувалося, обидві криві добре узгоджуються між собою у вище зазначеному температурному інтервалі і цілком задовільно описуються суперпозицією двох механізмів: фононного вітру і релаксації "повільних" фононів, передбачених квантово-механічною теорією динамічного гальмування дислокацій [4]. Одержаний результат свідчить про справедливність висновків, зроблених в [1] щодо незалежності B від Λ для $T = 300$ К. Однак, для побудови графіків $B(\Lambda)$ для інших температурних зрізів, слід провести додаткові експериментальні дослідження на кристалах з іншою густиною дислокацій.

1. G.A Petchenko. *Functional Materials*, 7, 483 (2001).
2. В.П. Мацокин, Г.А.Петченко. *ФНТ*, 26, 705 (2000).
3. А.М.Петченко. *Functional Materials*, 7, 94 (2000).
4. В.И.Альшиц, В.Л.Инденбом. *УФН*, 115, 3 (1975).

О.Рокіцький¹, В.Шендеровський²¹Тернопільський державний технічний університет ім. Івана Пулюя, Тернопіль,²Інститут фізики НАН України, Київ**ПІДРУЧНИК З ФІЗИКИ ДЛЯ УКРАЇНСЬКИХ ГІМНАЗІЙ
ПРОФЕСОРА ЗІНОВІЯ ХРАПЛИВОГО**

Після кількарічної педагогічної праці в Перемишлі у 1936 році проф. Зіновій Храпливий повертається до Львова, де займає посаду вчителя фізики 1-ї Академічної української гімназії. У висліді шкільної реформи, що розпочалася 1933/34 н.р. гімназія стає чотирикласовою гуманістичного типу з випускними іспитами – так званою „малою матурою” і двома класами ліцею гуманістично-природничого типу, що закінчувалися іспитом зрілості – матурою. Останні два роки навчання давали можливість ліцеїстам визначитися з вибором напрямку подальшої професійної підготовки.

Зважаючи на катастрофічну нестачу української книжки у школі, вже у 1938 р. З.Храпливий видає „Нарис фізики” – підручник для IV класу гімназії, що складався з трьох частин: Механіки, Електрики і магнетизму та Оптики. Кожен з розділів тієї чи іншої частини завершувався коротким історичним оглядом. В кінці підручника поміщено складений автором українсько-польський термінологічний словничок.

Структура підручника, підбір матеріалу, його надзвичайно дохідливе висвітлення, що супроводжується численними ілюстраціями спроможні зацікавити і сьогоденного читача. Вдало використовуючи приклади з повсякденного життя, автор легко вводить читача у світ фізичних понять і величин, буквально „на пальцях” з’ясовує фізичну сутність розглядуваних явищ і процесів, чисто логічно, з мінімальним використанням математичного апарату обґрунтовує фундаментальні фізичні закони. Останнє обумовлено тим, що підручник написаний для навчальних закладів гуманістичного типу і найважливішою метою автора є добитися серед учнів загального розуміння предмету фізики.

Що до структури підручника, його тематики та насиченості матеріалу, то в механіці крім звичних для сьогодення розділів, присвячених поняттям і законам кінематики та динаміки матеріальної точки, законам збереження, коливанням і хвилям, автор розглядає різного роду машини, їх будову, принцип дії та характеристики, механізм виникнення підйімальної сили, що діє на крило літака, історію розвитку парових машин, автомобілізму та летунства.

Друга частина, крім традиційних, містить окремі розділи, присвячені електрохімічним явищам, основам електротехніки та радіотехніки, телефонії, катодному й рентгенівському промінню, явищу радіоактивності.

В останній частині основну увагу зосереджено на законах геометричної оптики, будові та призначенню різноманітних оптичних приладів, спеціальний розділ присвячено спектрам та спектральному аналізу. Загалом автор робить особливий наголос на важливому значенні фізики для розвитку науки і техніки, на практичному застосуванні її здобутків у повсякденному житті людини.

Водночас в підручнику зовсім не заторкуються питання молекулярної фізики та термодинаміки, хвильової та квантової оптики, будови атома і ядра.

З метою повнішої та об'єктивнішої оцінки педагогічної діяльності З.Храпливого було б корисним здійснити всесторонній порівняльний аналіз його підручника з аналогічними тогочасними німецько-, польсько-, та російсько-мовними підручниками з фізики.

Під кінець варто зауважити, що проф. З.Храпливий як дійсний член НТШ від 1934 р. активно і плідно працював над творенням української наукової термінології, а його підручник для українських гімназій був і своєрідною реакцією вченого на антиукраїнську, шовіністичну політику польського уряду.

Половинко І.І.Львівський національний університет імені Івана Франка,
факультет електроніки, Львів вул. Драгоманова, 50, Україна.**ОСОБЛИВОСТІ ВИКЛАДАННЯ УНІВЕРСИТЕТСЬКОГО КУРСУ
“АТОМНА І ЯДЕРНА ФІЗИКА”**

Нові галузі фізики все більш глибоко проникають у всі області сучасної науки і техніки. У зв'язку з цим виникає закономірне питання про те, як поставити викладання курсу загальної фізики, що є основою спеціальних знань для майбутніх науковців, вчителів, інженерів, технологів та ін. Особливо це стосується предмету атомної та ядерної фізики, адже в сучасному курсі необхідно викладати не тільки класичні погляди на предмет, але і органічно пов'язати їх із основними ідеями квантової механіки, теорією елементарних частинок, радіаційною фізикою та ін.

Викладання курсу пропонується починати із підготовчого розділу, який охоплював би основні поняття про атом і ядро. Він мав би базуватись на тих знаннях, які слухачі отримали раніше при вивченні попередніх розділів загальної фізики: механіки, електрики та оптики.

Як відомо, серед спеціалістів немає єдиної думки щодо необхідності збереження зв'язку викладу даного предмету із історичною послідовністю його розвитку. В цьому повідомленні розглядається підхід, при якому взагалі відмовляються від такої послідовності і будують виклад матеріалу чисто логічно. Пропонується розпочинати його із аналізу таких частинок як електрон, протон та нейтрон. В подальшому, через процес утворення атомів та ядер можна перейти до взаємодії випромінювання з речовиною, ядерних реакцій, фізики високих енергій, радіаційних ефектів у речовині.

І хоча при викладенні курсу слід звертати особливу увагу на найбільш важливі етапи та деталі розвитку предмету, але при цьому не слід відкидати і ті теми, які на перший погляд втратили свою актуальність однак мають певну методичну цінність. Це зокрема стосується теорії Бора, яка ще залишається (разом із векторною моделлю) важливим знаряддям для експериментаторів, а також хвильових пакетів. Слід також відзначити, що вивчення атомної та ядерної фізики вимагає досить громіздкого математичного апарату. Всупереч встановленому звичаю опускати математичні викладки, пропонується робити їх досить детальними, хоча це іноді і приводить до втрати “витонченості стилю”. При вивченні даного предмету основна трудність полягає не в математиці, а в самій суті предмету, своєрідності законів і явищ, що протікають в таких мікроскопічних системах, як атом і ядро, у їх незвичності та відсутності наглядності.

Вищенаведене представлення матеріалу, як показує багаторічний досвід автора, сприяє тому, що слухачі успішно засвоюють навчальний матеріал та набувають необхідних знань та навичок.

І. Лопатинський, В. Габа, М. Рудка

Національний університет "Львівська політехніка" м. Львів, Україна

**МОДУЛЬНО-РЕЙТИНГОВА СИСТЕМА ВИВЧЕННЯ ФІЗИКИ У
"ЛЬВІВСЬКІЙ ПОЛІТЕХНІЦІ"**

Інтеграційні процеси, які відбуваються в освіті європейських країн і в першу чергу - країн-учасниць Болонської декларації, базуються на спільних вимогах цієї декларації, критеріях та стандартах національних систем вищої освіти. Одним з найважливіших аспектів є введення в державах-учасниках цих процесів двоступеневої системи навчання (бакалавр-магістр) і нових технологій її реалізації. Такою технологією є кредитно-модульна система підготовки фахівця, яка полягає у забезпеченні можливості реалізації підготовки фахівців за індивідуальними освітньо-професійними програмами, сформованими на підставі освітньо-кваліфікаційних характеристик для певних спеціальностей, вимог замовників та індивідуальних побажань студента і повинна забезпечити можливість академічної мобільності студентів (а далі і викладачів) не тільки в межах України, але й Європи, інтеграцію у європейський освітній простір, підтримку європейської системи трансферу кредитів (ECTS). Складовою частиною цієї технології підготовки фахівців є модульно-рейтингова система оцінювання знань.

Модульно-рейтингова система оцінки знань та визначення рейтингу студентів в Національному університеті "Львівська політехніка" запроваджена ще в 1993 році і є обов'язковою для всіх напрямків підготовки. Положення про дану систему включає правила проведення модульного та семестрового контролю, правила оформлення документації, умови відрахування та надання академвідпустки, а також застосування рейтингових оцінок як пріоритету в студентському житті.

Суть запропонованої системи на прикладі викладання фундаментальної дисципліни "Фізика" полягає в тому, що курс загальної фізики, який читається в залежності від бакалаврського напрямку протягом двох – трьох семестрів і містить 6 – 8 кредитів, ділиться на модулі. Навчальний семестр містить два модулі. Модулі включають лекційні заняття на теми, які пов'язані між собою логічним фізичним змістом, а також лабораторні роботи, практичні заняття і самостійну роботу. Якість та своєчасність виконання протягом модульного періоду кожного вищенаведеного елемента оцінюється певною кількістю балів (поточний контроль (ПК)). По закінченню кожного модуля в семестрі передбачений тиждень для проведення у письмовій чи письмово-усній формі модульних контрольних заходів (КЗ) по пройденому матеріалу

курсу. Сумарна модульна оцінка M складається із отриманих балів за ПК та КЗ : $M = ПК + КЗ$. Максимально можлива сумарна семестрова оцінка студента за два модулі становить 100 балів. Студент, який своєчасно виконав навчальний графік і отримав семестрову оцінку не менше 50 балів вважається встигаючим. Сума балів, яку здобув студент в семестрі, відповідно до чотирибальної шкали переводиться в державну семестрову оцінку (“відмінно”, “добре”, “задовільно”). Змінити семестрову оцінку студент може за бажанням на іспиті під час екзаменаційної сесії. Остаточна екзаменаційна або семестрова оцінка заноситься в залікову книжку і є основою для переходу на вищий курс та з врахуванням питомої ваги дисципліни (кількості кредитів у семестрі) вносить вклад у рейтингову оцінку, на підставі якої студенту призначається стипендія.

А.Б.Данилов¹, Б.С.Новосядлий²¹Національний університет "Львівська політехніка"²Львівський національний університет імені Івана Франка**АМЕРИКАНСЬКІ ПІДРУЧНИКИ З ФІЗИКИ:
АНАЛІЗ І ПРОБЛЕМИ ПЕРЕКЛАДУ**

Автори тез разом із колективом перекладачів і редакторів брали участь у перекладі українською мовою американського підручника з фізики Г. Янга і Р.Фрідмана "Фізика для університетів". Вибір саме цієї книги серед десятків інших здійснювався на основі експертних оцінок викладачів львівських вузів. На першому етапі провадився пошук підручників університетського рівня через Інтернет, збиралася і систематизувалася вся інформація про рівень їх складності, а далі найкращі, з нашої точки зору, підручники замовлялися в американських видавництвах. На другому етапі рада експертів на основі рейтингових оцінок обрала працю Янга і Фрідмана. Доповідь висвітлює досвід, набутий у процесі роботи над проектом на етапах відбору та перекладу:

Американські підручники з фізики для університетів як правило

а) *є комплексними*, містять не лише теоретичні викладки, але й виконаний на найсучаснішому поліграфічному і науковому рівні ілюстративний матеріал, сотні якісних задач і задач різного рівня складності до кожного розділу підручника. Практично всі сучасні підручники супроводжуються багатьма додатками для кращого засвоєння студентами основного матеріалу: оптичними дисками з лабораторними роботами, комп'ютерними моделями й інтерактивними тест-системами.

б) *відзначаються строгою системністю подачі інформації*. Простота і детальність викладу призводить до хибного враження про недостатній рівень складності висвітлення фізичних тем. Насправді ж більшість підручників дозволяють отримати ґрунтовні знання з фізики особам, які досі мало знайомі з таїнствами цієї науки. Вони, здебільшого, містять усі розділи загального курсу фізики фізичних факультетів класичних університетів, які є в програмі, рекомендованій Міністерством освіти і науки України; мають мінімальні математичні викладки для використання в курсі загальної фізики на фізичних факультетах університетів; містять якісний виклад матеріалу в об'ємі, достатньому для використання в інженерно-технічних вузах та на природничих факультетах університетів.

У процесі перекладу підручника наш колектив зіштовхнувся з наступними проблемами:

1. Ціла низка термінів з американського підручника не мала українських аналогів. (Причини були наступні: українські і американські фізичні школи, пояснюючи одне фізичне явище однаково, іноді роблять різні акценти, або демонструють цілком відмінні підходи. Окремі терміни лише шойно введено і тому не мають українських відповідників.)
2. Деякі терміни ми свідомо перекладали, відхиляючись від української наукової термінології, щоб не втратився зміст оригіналу і авторська думка.
3. Система позначень багатьох фізичних величин у нас і на Заході суттєво відрізняється. Те саме можна сказати і щодо одиниць вимірювання. Це створює на першому етапі певне відчуття дискомфорту в наших студентів, які продовжують навчання в західних вузах, чи їдуть туди працювати за фахом після завершення навчання.
4. Українська фізична термінологія навіть у рамках фізичних термінів загального курсу фізики досі не усталена. Постійні зміни цілком дезорієнтують, а нечисленні словники дають відмінні варіанти, що спонукає українських фізиків обирати той словник, який відповідає їх баченню сучасної української мови.

В.В.Баракін, О.Н.Веселков, Р.Б.Лисенко, А.А.Слободянюк
Севастопольський національний технічний університет, Україна

АКТИВІЗАЦІЯ НАВЧАЛЬНОЇ ПРАЦІ СТУДЕНТІВ ПРИ ВИКЛАДАННІ КУРСУ ФІЗИКИ

Проблема подальшого удосконалення організації ефективної навчальної праці залишається однією з актуальних у процесі підготовки майбутніх інженерів. Наразі виникає необхідність пошуку таких принципів та засобів навчання, які б забезпечували стійку мотивацію та інтерес до творчої і активної праці.

У зв'язку з цим, у доповіді розглядається реалізація одного з важливих принципів навчання-принципу наочності, який забезпечує найбільшу синхронізацію зорових каналів сприйняття певної учбової інформації.

Розглядається методика розв'язування так званих наочних та наочно-динамічних задач з курсу фізики. При цьому головним в наочній задачі, яка представлена у вигляді схематичного малюнка і короткого пояснення, є самостійний пошук та виміри вихідних даних через аналіз зображеної ситуації. Таким чином, учні при розв'язуванні НЗ самі вибирають орієнтовану основу своїх дій, що в подальшому сприяє розвитку зосередженості, логічного мислення та актуалізації знань.

Динамічна наочна задача (ДНЗ) – це задача, умова якої представлена у вигляді відео- чи мультимедійного ряду, що демонструє динаміку процесу при мінімальній вербальній інформації. Останнє дає змогу формувати дивергентне мислення, тобто пошук на основі детального аналізу ДНЗ багатоваріантних розв'язків [1].

В контексті реалізації ефективної навчальної праці студентів звертається увага на так звану “інтерактивну наочність”, коли учбову інформацію можливо представити не тільки графічно, аналітично, ілюстративно, а також забезпечить звуковий та кольоровий супровід, що значно підсилює уявлення щодо предмету та явища, які вивчаються, і дозволяє створювати адекватні образи сприйнятого.

Використання при цьому комп'ютера, як засобу наочності, створює особливу форму навчальної діяльності – декодування – розпізнавання того, що стоїть за представленими знаками-символами (необхідний компонент теоретичного мислення). Ще одним прикладом активізації навчальної праці при викладанні курсу фізики є використання “мнемоніки” – штучних прийомів запам'ятовування з допомогою різноманітних схем, умовних знаків. Розглядаються приклади мнемонічних діаграм: вивчення закону Ома; фізичної картини світу; термодинамічних потенціалів Борна.

На закінчення зауважимо, що ми окреслили тільки деякі аспекти організації ефективної навчальної праці студентів технічних університетів на прикладі курсу загальної фізики [2].

Література:

1. Топилина Н.В. Некоторые аспекты использования принципа наглядности в высшей технической школе // Вісник націон. техн. ун-та КПІ. Філософія. Психологія. Педагогіка №2(5) / 2002.—С 159-164.
2. Козлакова Г.А., Маригодов В.К., Слободянюк А.А. Высшее техническое образование (педагогический, дидактический и социально-психологические аспекты) Монографія.—Севастополь: Изд-во СевНТУ. 2001.—268 с.

Л.П.Пономаренко¹, А.С.Литвинко²

¹Національний технічний університет України „КПІ”, Україна

²Центр досліджень науково-технічного потенціалу та історії науки ім.
Г.М.Доброва НАН України, Україна

НАВЧАЛЬНИЙ КУРС „ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ ОСНОВНИХ ФІЗИЧНИХ УЯВЛЕНЬ” ЯК ЗАСІБ ПІДВИЩЕННЯ ЯКОСТІ ФІЗИЧНОЇ ОСВІТИ В ТЕХНІЧНИХ УНІВЕРСИТЕТАХ

Фізика є однією з фундаментальних наук сучасного природознавства, що впливає на всі сфери діяльності людства, визначаючи його розвиток. Тому вивчення історії зародження та формування основних фізичних уявлень стає необхідною компонентою процесу формування світогляду сучасної людини. В зв'язку з цим головною метою курсу “Історія розвитку основних фізичних уявлень” є адекватне висвітлення генезису та еволюції основних етапів становлення фізики в контексті розвитку світової науки з урахуванням соціальної обумовленості процесу пізнання.

Пропонований курс не є механічним нагромадженням фактичного історичного матеріалу з різних наукових галузей, а відзеркалює хід розвитку фундаментальних фізичних ідей та концепцій. Викладання проводиться студентам V курсу фізико-математичного факультету Національного технічного університету України „Київський політехнічний інститут”, які вже опанували фундаментальний цикл навчальних дисциплін.

Курс розраховано на 34 лекційні години, написання реферативної роботи та проведення студентської конференції. Методичне забезпечення курсу містить електронну версію лекційного матеріалу, методичні вказівки з організації самостійної роботи та написання реферативних робіт.

М. Ганіткевич, М. Никипанчук
Національний університет “Львівська політехніка”
79013, м. Львів, вул. С. Бандери, 12

СТАНДАРТИЗАЦІЯ НАЗВ ХЕМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ ТА ВИКОРИСТАННЯ ЇХ В ОСВІТІ І НАУЦІ

Ще у 1819 році шведським хеміком Берцеліусом запроваджена хемічна символіка, яка у загальному збереглася до сьогоднішнього дня. За символ елемента було прийнято першу або першу і другу літеру латинської або грецької назви елемента, наприклад: As- арсен, Ag- (аргентум) срібло, Sb- стибій. В українській термінології до початку ХХ ст. користувалися народними назвами запропонованими Левченком, наприклад, душець- азот, глинець - алюміній, солець- натрій і ін. В період “золотого десятиліття” українська хемічна термінологія була підпорядкована міжнародним нормам. В 1927 р. у Харкові відбулася всеукраїнська нарада з питань хемічної термінології. На нараді ухвалено пристосувати існуючі міжнародні назви хемічних елементів до норм української мови, а саме замінити латинське закінчення назви на “ій”, а там де є закінчення “um” залишити тільки корінь слова. Наприклад, Aluminium – алюміній, Natrium – натрій, Zincum – цинк, а для елементів, які відомі людству від багатьох століть, зберегти народні назви, тобто азот, водень, вуглець, залізо, золото, кисень, мідь, оливо, ртуть, сірка, срібло, цинк.

В період уніфікації української термінології під російську з 1935 року частина українських назв елементів була замінена на російські: миш'як, вісмут, свинець, сурма і ін. В час утвердження української державності появились дві тенденції: а) повернути національну українську термінологію і б) впровадити латинізовані інтернаціональні терміни на заміну національних термінів. В 1994 році Держстандартом України опубліковано стандарт “Елементи хімічні та речовини прості. Терміни та визначення основних понять. Умовні позначення” ДСТУ 2439-94, розроблений у Київському університеті ім. Т. Шевченка під керівництвом проф. Корнілова М.Ю. В стандарті усі українські назви хемічних елементів замінені на латинізовані (інтернаціональні) назви, отже золото передається як Аурум, мідь- Купрум, вуглець- Карбон, кисень- Оксиген і т.д. Розробники стандарту вважають, що це полегшить входження України в Міжнародний і Європейський інформаційний простір. Однак, уважний огляд термінів елементів інших країн (Росії, Англії, Німеччини) показує, що ні в одній із них національні терміни хемічних елементів не відкинені і не замінені латинізованими. В російській термінології збережено 18 народних назв, в німецькій – 12, в англійській – 9.

Наприклад, Au- золото (рос.), gold (англ.), Gold (нім.); відповідно Ag– срібло, silver, Silber; Cu – медь, copper, Kupfer; Fe – залізо, iron, Eisen; Pb – свинець, lead, Blei; Sn- олово, tin, Zinn; O- кислород, oxygen, Sauerstoff; C- вуглевод, carbon, Kollenstoff; H- водород, hydrogen, Wasserstoff.

Щоправда, стандарт допускає для простих речовин використання як українських термінів, так і латинських термінів, навіть надаючи їм перевагу. Наприклад, за стандартом назва елемента Станум, а простої речовини: β- станум, срібне олово, сирій станум. Такий підхід у скорому часі приведе до заміни в українській термінології національних назв простих речовин на латинізовані “природним шляхом”, бо аналіз термінологічної літератури показує, що ні в одній з сучасних термінологій немає двох різних назв для елемента і простої речовини, утвореної цим же елементом (крім вуглецю і кисню). Ця термінологія активно пропагується і впроваджується в життя. Видано підручники для шкіл, розповсюджено ряд таблиць хемічних елементів, публікації в журналах. Це призведе до того, що скоро українська термінологія з хемії і природничих наук буде практично витіснена. В середніх навчальних закладах, де вивчають назви елементів, а не простих речовин, національні терміни хемічних елементів дуже скоро забудуться і це призведе до значних втрат в українській лексиці і лексикографії.

Я.П. Драган^{1,3}, Л.С.Сікора², Б.І.Яворський³¹Національний університет "Львівська політехніка",²Центр стратегічних досліджень еко-біо-технічних систем,³Тернопільський державний технічний університет ім.І.Пулюя

КОНЦЕПЦІЯ СИГНАЛУ У ПРОБЛЕМАХ НОВІТНЬОЇ ФІЗИЧНОЇ ДИДАКТИКИ

Потреби поглибленого вивчення природних явищ і зумовлена цим konieczність підвищення ефективності інформаційно-мірничих систем викликали до життя теорію сигналів. Поняття сигналу в наш час тому набуває загальнонаукового статусу. Це фізичний процес – переносник даних у найрозмаїтіших ситуаціях, а не тільки елемент технічних засобів комунікації, як часто вважають. Відомо багато прикладів використання прерізних об'єктів у ролі сигналів (відповідно до походження терміну з нім. Signal від лат. signum – знак), а в біології давно прижилось поняття першої і другої сигнальної системи. Проте фізика – визнаний лідер природознавства – не висловила своєї opinii про це поняття як загальнонаукове і не використовує розроблених у теорії сигналів методів настільки, як вони цього заслуговують.

Фізики ж завжди є першопрохідцями не тільки у встановленні фактів, але й у започаткуванні нових засобів теоретичного аналізу у згоді з тезою, що більшість розділів математики виникли з потреб розібратись у конкретних фізичних ситуаціях. Досвід сучасних напрямків фізики показує, що не тільки такі, здавалося б очевидні, поняття як простір, час, траєкторія, стан, але й інші – ті, що забезпечують розуміння процесу отримання, фіксації й аналізу відомостей про досліджуваний об'єкт, вимагають конкретизації й уточнення, коли стосувати їх до моделей різномасштабних явищ. Модель тут – логіко-математичний об'єкт, що втілює засобами своєї структури у стислій, конструктивній і продуктивній формі суттєві для розв'язання даного класу задач властивості досліджуваних об'єктів. У дидактичній літературі з фізики ці аспекти не наголошені належним чином.

З погляду модного в наш час системного аналізу стосовно фізики навколишній світ слід розбити на три сфери – космі (з грец. *κοσμος* Всесвіт), згідно з антропним принципом, суть якого в тому, що фундаментальні світові константи нашого Всесвіту є такими, що в ньому може існувати розумна людина – суб'єкт дослідження його закономірностей. Тому першим виокремлюється макрокосмос (скорочено МаК) – світ об'єктів і явищ, характеристики яких зіставні(сумірні) з людиною, її органами

чуттів. Фізичною мовою його вивчення є клясична фізика. Спроби пошуку прихованих причин проявів властивостей МаК-об'єктів привели до створення квантової теорії з характеристичною константою h – сталою Планка як мови мікрокосмосу (МіК) атомних явищ. Пошуки ж “місця” людини у Всесвіті породили релятивістську теорію з характеристичною константою c – швидкістю світла як мову мегакосмосу (МеК) – світу астрофізичних об'єктів.

Оскільки суб'єкт дослідження здатний сприймати тільки об'єкти і процеси в МаК, то суттєвим етапом всякого наукового дослідження є тлумачення явищ як у МіК, так і в МеК мовою МаК, тобто постає проблема побудови відповідної теорії – підстави обґрунтування алгоритмів перетворення сигналів та реалізації їх належним чином апаратурними засобами. Логічним підґрунтям такого “перекладу” є принцип відповідності: при $h \rightarrow 0$ та відповідно $c \rightarrow \infty$ закони квантової теорії і релятивістської теорії переходять у клясичні, що є виразником єдиності субстракту наукового дослідження. Цей момент має стати базою перебудови системного аналізу об'єктів і явищ як наукової методології, а також знайти відображення у навчальній літературі.

МЕТОДИЧНЕ ЗАБЕЗПЕЧЕННЯ КУРСУ ФІЗИКИ ПРИ ЗАОЧНІЙ (ДИСТАНЦІЙНІЙ) ФОРМІ НАВЧАННЯ

Навчальними планами підготовки бакалаврів технічних спеціальностей переважно передбачено трисеместровий курс фізики з об'ємом аудиторних занять в семестр від 20 до 26 год. (лекційних, практичних, лабораторних). Тобто, стійкий контакт з викладачем в рамках планових занять займає у студентів невеликий проміжок часу (протягом двотижневої настановчої сесії). Ця обставина, а також часто недостатня базова підготовка слухачів з фізики і математики, відсутність в належній кількості україномовної навчальної літератури, ставить перед кафедрою фізики завдання створювати методичні посібники з курсу, які би забезпечили: 1) інформування студентів щодо змісту навчальних занять та контрольних завдань; 2) доступність подачі програмного матеріалу (через відбір матеріалу та способи викладу); 3) ініціювання неперервної самостійної роботи студента над підручниками. При цьому може реалізуватися як схема планування видів занять за доповняльним принципом, так і схема планування за „резонансним принципом” [1]. В технологічній карті навчального процесу (таблиця 1) передбачено використання двох-трьох видів методичних посібників, які видаються студентам на руки – опорний конспект оглядових лекцій [2, 3], вказівки по виконанню лабораторних робіт [4], контрольні завдання по розв'язуванню задач [2, 5]. При цьому ставиться мета аби успішний студент міг скласти звіти за лабораторні роботи відразу після їх виконання, а практичні заняття змогли в повному об'ємі підготувати студента до виконання



Таблиця 1 – Технологічна карта навчального процесу з фізики

контрольної роботи. Всі посібники доступні для студентів в електронному варіанті через інформаційні мережі бібліотеки університету. Студентам з недостатньою шкільною підготовкою з фізики рекомендується посібник для повторення основних понять, законів та первинних навичок розв'язування задач [6].

Одним із методів відбору навчального матеріалу використано неформальне обговорення переліку програмних питань з фізики із досвідченими спеціалістами загально-інженерних та фахових кафедр різного спрямування. Внаслідок такого обговорення вдалося сформулювати ряд „найголовніших” тем та понять з курсу фізики, які необхідно вивчати першочергово або поглиблено для тих чи інших спеціальностей.

ЛІТЕРАТУРА

1. Л.Дідух, М.Медюх, Ю.Нікіфоров, А.Пундик. Про методику викладання фізики у вищому технічному навчальному закладі // Матеріали міжнародної науково-методичної конференції „Актуальні проблеми викладання та навчання фізики у ВОЗ”.- Львів: Ліга-Прес, 2002.- С. 47-49.
2. А.Пундик. Курс фізики: Опорний конспект лекцій для студентів заочної форми навчання. Ч.1, 2, 3.- Тернопіль: ТДТУ, 2003.
3. Ю.М.Нікіфоров. Фізика: Конспект лекцій. Ч. 1, 2, 3.- Тернопіль: ТДТУ, 2000.
4. Фізика: лабораторний практикум для студентів заочної форми навчання /укладачі: Довгоп'ятий Ю., Медюх М., Нікіфоров Ю.- Тернопіль: ТДТУ, 2003.
5. М.Медюх. Збірник контрольних задач з фізики для студентів-заочників.- Тернопіль: ТДТУ, 1996.
6. В.Дідух, Л.Дідух, Ю.Нікіфоров, А.Пундик. Фізика: Поняття. Закони. Явища. Приклади розв'язування задач.- Тернопіль: Лілея, 1997.

ЗІНОВІЙ ХРАПЛИВИЙ І ТЕРНОПІЛЬЩИНА

Тернопільська земля дала світові цілу плеяду українських науковців, громадських та релігійних діячів, митців. Але чи не найбільше ця земля дарувала світові видатних учених, зокрема у галузі фізики. Професори Іван Пулюй, Олександр Смакула, Володимир Левицький, Зіновій Храпливий, Роман Миколаєвич – ось далеко не повний перелік тих тернополян, хто увійшов до золотого фонду не тільки української, а й світової фізичної науки.

Сторіччя професора Зіновія Храпливого ми святкуємо сьогодні, у березні 2004 року, а вже через два місяці, у травні, відзначатимемо такий же ювілей ще однієї непересічної особистості – професора Романа Миколаєвича.

Дослідження феномену Тернопільської землі, яка дала життя цим видатним постатям є цікавим не тільки з точки зору встановлення істини й написання історії розвитку української науки, але й можливості встановлення тих аспектів, які суттєво впливають на розвиток і формування талановитої молоді - майбутніх науковців, винахідників, громадських і релігійних діячів. Світи людей, їхніх задумів, переживань є не менш цікавими чим світи відкриті Магеланом і Колумбом. Географічні світи мають певний вплив на внутрішній світ людини і це поєднання є особливо цікавим. На Тернопільщині є три географічні місця, які пов'язані із світом Зіновія Храпливого – з світом дитячим і юнацьким.

Перш за все – це його рідне село Лисівці, яке знаходиться на Подільській височині, неподалік від селища Товсте, що за 20 кілометрів від Заліщик і Дністра. Там пройшли перші його дитячі роки. Мабуть, мало було у нього особистих спогадів про своє село, адже вже в чотирьохрічному віці він разом із матір'ю переїздить у Тернопіль. І все, що в подальшому його поєднувало з ним – це батькова могила на місцевому цвинтарі.

Дитячі роки Зіновія Храпливого пройшли у місті Тернополі, де він проживав з матір'ю, його старшими братами з 1908 до 1914 року. Тут він закінчив народну школу і мабуть пішов би навчатись в Тернопільську українську гімназію. Але перешкодила цьому Перша світова війна. Храпливі, як і багато інших людей краю, змушені були покидати рідні домівки, тікаючи від воєнних лихоліть. Подальші його дитячі роки (1914 - 1918) пройшли на еміграції, в Австрії. Там він розпочав свої важкі гімназійні студії, які потім, уже в 1923 році закінчив у Тернополі. Про успішну здачу екзаменів і завершення гімназійної освіти свідчать документи, які знаходяться у Тернопільському обласному державному архіві.

Чотирнадцятилітнім юнаком повертається Зіновій разом з матір'ю у жовтні 1918 році на батьківщину. Цього разу вони поселились у м. Збараж. Збараж був знайомим для нього, адже всі літні канікули 1913 року він провів там у рідні. Це третя географічна точка Тернопільщини, яка мала суттєвий вплив на формування майбутнього вченого і патріота Зіновія Храпливого. Багато фактів свідчить про те, що

саме тут і саме в цей час він вперше міг заізнатись через своїх братів Романа і Євгена з Олександром Смакулою. Це був бурхливий, важкий і разом з тим радісний час творення нашої державності. Всі брати Храпливого, як і О. Смакула, пішли у лави УГА обороняти незалежність молодої Української держави. Зіновій теж хотів бути корисним спільній справі і п'ятнадцятилітнім юнаком він іде працювати в повітовий податковий уряд. Але праця ця була недовгою. На зміну одній імперії Австро-Угорській прийшла інша – велика Польща. Про ці часи сам Зіновій Храпливий написав у своїх спогадах у другому томі меморіального збірника „Збаражчина”. Потім він ще працював на різних посадах на Збаразькій пивоварні і одночасно продовжував студії екстерном в університетах Відня, Кракова, аж поки у 1926 році не переїхав на стаціонарне навчання до Львова.

СТЕНДОВІ
ДОПОВІДІ

Петро Тацуняк

Львівський національний університет ім. І. Франка
79602 Львів, вул. Університетська, 1

ПРО НЕЛІНІЙНУ ЕЛЕКТРОДИНАМІКУ З. ХРАПЛИВОГО

Трудність нескінченної енергії точкового електрону та неможливість його опису як простірної об'єкту в рамках електромагнітної теорії Максвела давно привертала увагу теоретиків. Першу невдалу спробу зробив німецький фізик Мі (1912 р.). Більш вдалою була модель Борна-Інфельда (1933 р.), які, виходячи з узагальнення лагранжіана теорії Максвела, побудували нелінійну класичну електродинаміку, що була повністю лоренц-інваріантною і одночасно вільною від труднощі нескінченної енергії точкового електрону.

Різновид нелінійної електродинаміки подав дійсний член НТШ др. Храпливий. Його рівняння електродинаміки нагадують беззарядові рівняння Максвела у діелектромагнетному середовищі, де крім напруг E та H паралельно існують напруги D та B , зв'язані між собою, $k = \frac{1}{l}$ де $E=kD$; $B=kH$ або $D=lE$; $H=lB$ за аналогією з теорією електрики у матеріальному середовищі.

В даній конкретній моделі k вибирається як

$$k = \frac{1}{1 + \frac{D^2 - H^2}{b^2}} \quad \text{де константа } b = \frac{e}{r_0^2}$$

Для двох векторів D і E вираховано стаціонарний розв'язок при $B=H=0$

$$D_r = \frac{e}{r} \quad \text{та} \quad E_r = kD_r = \frac{e^2}{r^2} \frac{1}{1 + \frac{r_0^4}{r^4}}$$

Що дає простірний електрон як результат польової напруги

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} E = \frac{e^2}{\pi} \frac{rr_0^4}{(r^4 + r_0^4)^2}$$

із чого слідує, що густина заряду ρ рівна практично 0 поза кулею $r > r_0 = 10^{-13}$ см. Має місце дуалізм: електрон є сингулярністю поля D або кулькою радіуса r_0 у полі E . Явне

$$\varphi = \int_{r_0}^{\infty} E_r dr$$

обчислення інтегралу

дало можливість перевірити поправки у спектрі атому водню, які однак виявились недостатніми. Крім того показано, що рівняння руху Лоренца є наслідком самих рівнянь поля. Отже, нелінійна електродинаміка є унітарною теорією.

Р.М. ПляцкоІнститут прикладних проблем механіки і математики
ім. Я.С.Підстригача НАН України**ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНА ДІРАКІВСЬКА ЧАСТИНКА
В ГРАВІТАЦІЙНОМУ ПОЛІ**

У рамках загальної теорії відносності в контексті досліджень впливу гравітаційного поля на пробні маси, яким властиве внутрішнє обертання, розглянуто поведінку високоенергетичної квантової частинки, що описується загальноковаріантним рівнянням Дірака, у випадку поля Шварцшільда. Внаслідок центральної симетрії поля задача зводиться до аналізу властивостей радіальної хвильової функції. Особливий інтерес становить вивчення поведінки частинки зі спіном у просторовій області від одного до декількох значень шварцшільдівського радіуса горизонту. У квазікласичному випадку, коли маса частинки значно менша від шварцшільдівської маси, є можливість зіставити інформацію про локалізацію частинки, отриману з рівняння Дірака, із тією, що випливає з аналізу розв'язків рівнянь Матісона-Папапетру, які в певному сенсі є квазікласичним наближенням рівняння Дірака. З'ясовано, що для високоенергетичної діраківської частинки, подібно як і для ультрарелятивістської пробної маси, яка описується рівняннями Матісона-Папапетру, має місце суттєве відхилення їх руху від геодезійного руху безспінової пробної частинки. Зокрема, як відомо, усі ультрарелятивістські геодезійні траєкторії є інфінітними, тоді як серед розглянутих станів діраківської частинки є такі, що за відповідних значень орбітального квантового числа локалізовані в межах декількох значень радіуса горизонту.

Підтверджено можливості суттєвого впливу гравітаційної ультрарелятивістської спін-орбітальної взаємодії на поведінку частинок зі спіном поблизу компактних астрофізичних джерел гравітаційного поля. Отримані результати стимулюють проведення відповідних спостережень, а також уточнення традиційної картини гравітаційного колапсу, яка базується на аналізі поведінки лише геодезійних ліній у відповідних метриках.

А. Дувіряк¹, Ю. Даревич²¹ Інститут фізики конденсованих систем НАНУ, Україна² Йоркський університет, Канада**РІВНЯННЯ ТИПУ БРАЙТА У ФОРМАЛІЗМІ РЕДУКОВАНОЇ КТП**

Пропонується метод виведення релятивістичних хвильових рівнянь типу Брайта для системи ферміонів зі скалярною, псевдоскалярною, векторною, псевдовекторною та/або тензорною взаємодіями. Вихідним є класичний теоретико-польовий лагранжіан, у якому потенціали полів - носіїв взаємодії з допомогою коваріантних функцій Гріна виражаються через струми ферміонних полів - частинок матерії. Редукований лагранжіан містить локальні вільно-ферміонні члени та нелокальні члени, що описують ефективну взаємодію ферміонних струмів $J(x)$ через пропагатори (симетричні функції Гріна) $D(x - x')$ носіїв взаємодії:

$$L^{\text{int}} = - \frac{1}{2} \int d^4x' J(x) D(x - x') J(x').$$

Часова нелокальність взаємодії ускладнює гамільтонізацію та квантування теорії. Тому ми наближено зводимо ці члени до локального виразу. Для цього розкладаємо їх в ряд за часовим відхиленням та утримуємо перші два члени розкладу:

$$L^{\text{int}} \approx - \frac{1}{2} \int d^3x' J(x) G(r) J(x') + \frac{1}{4} \int d^3x' \dot{J}(x) Q(r) \dot{J}(x');$$

де $\dot{J}(x) = \partial J(x)/\partial t$ (тут і далі спільний часовий аргумент t упущено), а функції $G(r)$ та $Q(r)$ (де $r = |r| = |x - x'|$) пов'язані з $D(x - x')$. Перший член дає статичне наближення взаємодії з врахуванням її спінової структури (і для векторної та скалярної взаємодій $G(r)$ є нерелятивістичним потенціалом). Другий член враховує ефекти запізнення. Після усунення з лагранжіану похідних від струмів методом подвійного нуля [1] і певної заміни змінних здійснено гамільтонізацію та квантування теорії.

Завдяки нетрадиційному означенню вакууму гамільтоніан зберігає число частинок. Тому задача на власні значення енергії для дво-ферміонних станів є замкнутою і приводить до хвильового рівняння:

$$\{ h_1(x) + h_2(y) + U(x,y) + V(x,y) - E \} F(x,y) = 0,$$

де $F(x,y)$ – 16-компонентна хвильова функція, $h_a(x)$ – вільноферміонний гамільтоніан для a -ї частинки, $U(x,y)$ – статичний тензорний потенціал, а $V(x,y)$ враховує ефекти запізнення і має громіздкий вигляд. Випадки різних взаємодій розглядаються в [2-4]. Для векторної (електромагнетної) взаємодії отримуємо

рівняння Брайта або (якщо знехтувати членом запізнення $V(x,y)$) Едінгтона-Ганта (див.[5] і там посил.). А член $V(x,y)$ для скалярної взаємодії узгоджується з поданим в [6] для випадку $G(r) = \alpha/r$. Узагальнення для три- і багато-частинкових станів також розглядаються.

Аналізується можливість непертурбативного тлумаченням одержаних рівнянь. Для цього здійснюється їх радіальна редукція до системи рівнянь для парціальних компонент хвильової функції. Розглядаються деякі розв'язувані приклади.

Запропонований підхід і отримані результати можуть використовуватися у ядерній та гадронній фізиці для опису зв'язаних станів та процесів розсіяння.

1. B. M. Barker, R. F. O'Connell. *Phys. Lett.* **A78**, 231 (1980).
2. J. Darewych. *Condens. Matt. Phys.* **1**, 593 (1998).
3. J. Darewych, A. Duviryak. *Phys. Rev.* **A66**, 032102 (2002).
4. J. Darewych, A. Duviryak. *Few Body Sys. Suppl.* **14**, 217 (2003).
5. P. Van Alstine, H. W. Crater. *Found. Phys.* **27**, 67 (1997).
6. R. W. Childers. *Phys. Rev.* **D36**, 606 (1987).

Р. Я. Мацюк

Інститут прикладних проблем механіки і математики НАН України, Львів

ВАРІАЦІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ ВІЛЬНОЇ РЕЛЯТИВІСЬКОЇ ДЗИГИ

Поведінку крутької буцім-клясичної частки, наділеної скісним тензором вертуна (внутрішнього моменту) $S^{ij} = S^{[ij]}$, можна описати відомою системою рівнянь

$$\dot{P}^i = -\frac{1}{2} R^i{}_{jkl} u^j S^{kl} \quad (1)$$

$$\dot{S}^{ij} = P^i u^j - P^j u^i \quad (2)$$

Цих рівнянь недосить для знаходження світової лінії частки. Тому їх доповнюють різними додатковими умовами. Ми вдаємося до умови Матісона-Пірані

$$u_j S^{ij} = 0 \quad (3)$$

Умова (3) дозволяє встановити залежність між змінними P та u . Перехід від швидкості до імпульсу можна оцінювати як впровадження фазового простору. У варіаційному численні такий перехід називають (узагальненим) перетворенням Лежандра. Ми виконуємо цю програму в пласкому просторі-часі і переходимо до варіаційної форми рівняння світової лінії частки з третіми похідними. Факт підвищення порядку похідних у рівнянні, яке описує динаміку просторових координат релятивістської дзиги, наголошувався ще у 1945^{му} році Вайсенгофом у його поклику на одну статтю Матісона. Матісон, додатково послуговуючись в'яззю (3), отримав для світової лінії дзиги в гравітаційному полі таке рівняння:

$$m\dot{u}^i = \ddot{u}_j S^{ij} - \frac{1}{2} R^i{}_{jkl} u^j S^{kl} \quad (4)$$

Побутує думка, що рівняння (4) не є рівнозначне до рівнянь (1, 2). Ми покажемо, що рівнозначність зберігається усюди на поверхні (3). Повертаючись до вільної дзиги, ми пропонуємо варіаційне узагальнення рівняння третього порядку (4) в пласкому просторі-часі ($R^i{}_{jkl} = 0$),

$$\frac{\dot{u} \wedge u \wedge \sigma}{\|\sigma \wedge u\|^3} - 3 \frac{(\sigma \wedge u) \cdot (\sigma \wedge \dot{u})}{\|\sigma \wedge u\|^5} * \dot{u} \wedge u \wedge \sigma + \frac{\mu}{\|\sigma\|^3 \|\dot{u}\|^3} (u^2 \ddot{u} - (u \cdot \dot{u}) u) = 0, \quad (5)$$

яке дозволяє „розморозити“ значення „0“ інтеграла руху

$$\frac{\sigma \cdot u}{\|u\|}, \quad (6)$$

де значком σ позначений деякий чотири-вектор „спіну“ (вертуна). Тільки в цьому „розмороженні“ і полягає нерівнозначність між узагальненим рівнянням руху вільної дзиги (5) і системою (1, 2, 3) при відсутності гравітації. Наша тактика полягає в тім, щоб, отримавши *варіаційне* рівняння третього порядку, яке містить усі розв'язки системи рівнянь (4, 2, 3), і яке ми називаємо *узагальненим*, відважитись розглядати і всю решту розв'язків такого *узагальненого* рівняння. Виявляється, що ця решта розв'язків *не виходить за межі інтеграла руху* (6). Цієї властивості не добитись, просто відкидаючи умову (3) і залишаючись при рівнянні (6). Можна сказати, що „розмороження“ інтегралу (6) є рівнозначним до варіаційної модифікації рівняння (4). При цьому виявляється, що *уся множина розв'язків узагальненого рівняння складається з таких і тільки з таких світових ліній, які можна інтерпретувати як*

рухи крутьких часток з деякою позірною масою $m = \mu \left(1 - \frac{(\sigma \cdot u)^2}{\sigma^2 u^2} \right)^{3/2}$.

Yu. Yaremko

Institute for Condensed Matter Physics of NASU, Ukraine

INTERFERENCE OF OUTGOING ELECTROMAGNETIC WAVES GENERATED BY TWO POINT-LIKE SOURCES

The principle of least action is formulated for a composite system of point-like charges and their field:

$$I = I_{part} + I_{int} + I_{field}.$$

Variation with respect to field variables gives wave equation. Variation with respect to particle ones leads to particle motion equations. Substituting the solutions of the first subset for "true" fields in the second subset yields *action-at-a-distance* theory: the equations of motion in terms of particle variables only.

Since the solutions of wave equation with a point-like source diverge in the neighbourhood of its world line, the motion equations will always be ill defined in the immediate vicinity of the particles. The renormalization procedure can be performed within two different approaches: (i) one if wave solutions are used in "variational" motion equations; (ii) the other if wave solutions are used in Noether conservation laws.

To find out Noether quantities G_{em}^α carried by field, we integrate Maxwell stress-energy tensor over a spacelike three-surface. We obtain terms of two quite different types: (i) "bound", G_{bnd}^α , which are permanently "attached" to the sources and carried along with them; (ii) "radiative", G_{rad}^α , detach themselves from the charges and exist independently:

$$G_{em}^\alpha = G_{bnd}^\alpha + G_{rad}^\alpha.$$

Within renormalization procedure the bound terms are coupled with energy-momentum and angular momentum of a "bare" source, so that already renormalized characteristics of a charged particle, G_{part}^α , are proclaimed to be finite. Conservation laws become

$$G^\alpha = G_{part}^\alpha + G_{rad}^\alpha.$$

The total electromagnetic stress-energy tensor of two charges looks as follows:

$$T^{\mu\nu} = T_{(1)}^{\mu\nu} + T_{(2)}^{\mu\nu} + T_{int}^{\mu\nu},$$

where

$$4\pi T_{(a)}^{\mu\nu} = f_{(a)}^{\mu\lambda} f_{(a)\lambda}^\nu - 1/4 \eta^{\mu\nu} f_{(a)}^{\kappa\lambda} f_{(a)\kappa\lambda},$$

and "interference" term

$$4\pi T_{int}^{\mu\nu} = f_{(1)}^{\mu\lambda} f_{(2)\lambda}^\nu + f_{(2)}^{\mu\lambda} f_{(1)\lambda}^\nu - 1/4 \eta^{\mu\nu} (f_{(1)}^{\kappa\lambda} f_{(2)\kappa\lambda} + f_{(2)}^{\kappa\lambda} f_{(1)\kappa\lambda}).$$

The sum of work done by Lorentz forces of point-like charges acting on one another constitute the radiative part of the integral of $T_{int}^{\mu\nu}$ over hyperplane $x^0 = t$. (The bound terms appear too: they can be interpreted as usual deformation of electromagnetic "clouds" of charged particles due to mutual interaction.)

Changes in energy-momentum and angular momentum carried by electromagnetic field should be balanced by changes in corresponding particles' quantities. Differentiation of G^a results the relativistic generalization of Newton's second law where loss of energy due to radiation is taken into account. Therefore, **an interference of outgoing electromagnetic waves** (retarded Lienard-Wiechert fields) leads to the **interaction between the sources**.

Yu.Yaremko, *J.Phys.A: Math.Gen.*, 2002 **35** 831, 9441; 2003 **36** 5149, 5159; 2004 **37** 1079.

ФУНКЦІОНАЛ ГУСТИНИ ДЛЯ МОДЕЛІ НАДПРОВІДНИКА З ВИРОДЖЕНОЮ ЕЛЕКТРОННОЮ ПІДСИСТЕМОЮ

В роботі [1] розглянуто можливість існування надпровідної фази в системах, до складу яких входить сильно неідеальна вироджена електронна підсистема. Показано [2], що надпровідна фаза є енергетично вигідною для моделі однорідної електронної рідини в області параметра Бракнера $r_s \geq 6$. Механізм електронних кореляцій, що проявляється в цій моделі, протидіє виникненню надпровідності в системах із слабкою чи проміжною неідеальністю (що відповідають металам), але сприяє надпровідності у системах сильно неідеальних.

Модель неоднорідної електронної рідини більш адекватна системам, в яких один з механізмів надпровідності зумовлений міжелектронними кореляціями. Використовуючи залежність вільної енергії моделі однорідної електронної рідини в парамагнітній та надпровідній фазах від параметра неідеальності r_s , нами побудовано функціонал густини для неоднорідної моделі, в якій можуть співіснувати парамагнітна і надпровідна фази. Вільна енергія моделі зображається у вигляді суми двох доданків,

$$F = F_{\text{кл}} + G[n],$$

де

$$F_{\text{кл}} = \frac{e^2}{2} \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^{-1} n(\mathbf{r}_1) n(\mathbf{r}_2)$$

визначає середню енергію міжелектронної взаємодії без врахування кореляцій, $n(\mathbf{r})$ – густина частинок, а $G[n]$ – універсальний функціонал густини,

$$G[n] = G_0[n] + \sum_{m \geq 2} G_m[n],$$

$$G_0[n] = \int d\mathbf{r} n(\mathbf{r}) f_e(n(\mathbf{r})),$$

$$G_m[n] = \frac{1}{m!} \int \dots \int d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_m \tilde{n}(\mathbf{r}_1) \dots \tilde{n}(\mathbf{r}_m) K_m(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_m | n(\mathbf{r}_m)).$$

Тут $f_e(n_0)$ – вільна енергія на одну частинку в моделі однорідної електронної рідини густини n_0 ; $\tilde{n}(\mathbf{r}) = n(\mathbf{r}) - n_0$ – неоднорідна складова густини; $K_m(\dots)$ – перенормовані ядра, побудовані на багаточастинкових кореляційних функціях моделі з однорідною густиною. Температура надпровідного переходу визначається з умови збіжності вільної енергії двофазної системи із вільною енергією цієї системи в парамагнітному стані.

[1] И.Р.Юхновский, М.В.Ваврух // ФНТ, **13**, 1225 (1987).

[2] М.В.Ваврух, Н.М.Ваврух // ФНТ, **21**, 738 (1995).

КОМБІНАЦІЙНЕ РОЗСІЯННЯ СВІТЛА В ЛОКАЛЬНО-АНГАРМОНІЧНИХ КРИСТАЛІЧНИХ СИСТЕМАХ З СИЛЬНИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ КОРЕЛЯЦІЯМИ: КВАНТОВО-СТАТИСТИЧНИЙ ПІДХІД.

Досліджуються ангармонічні фононні внески до комбінаційного розсіяння світла у локально-ангармонічних кристалічних системах з сильною короткосяжною електронною кореляцією в рамках псевдоспін-електронної моделі з тунельним розщепленням рівнів при сильній псевдоспін-електронній взаємодії. Прикладами таких систем можуть бути високотемпературні надпровідники типу YBaCuO (ангармонічні коливання апексного кисню O4) а також кристали з водневими зв'язками. Для розрахунку диференціального перерізу розсіяння використано метод, який є певною альтернативою до стандартного підходу, що використовується для опису розсіяння [1,2]; встановлено зв'язок між цими двома підходами. Диференціальний переріз розсіяння виражається формулою

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial \omega_2} = \frac{1}{(4\pi \epsilon_0)^2} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \frac{\omega_2^3 \omega_1}{\hbar^2 c^4} \sum_{\alpha\beta\alpha'\beta'} e_{1\alpha} e_{2\beta} e_{1\alpha'} e_{2\beta'} H_{k_2, k_1}^{\beta'\alpha', \beta, \alpha}(\omega_1, \omega_2), \quad (1)$$

тут \vec{e}_1, \vec{e}_2 векторами поляризації, ω_1, ω_2 частоти падаючого і розсіяного світла, $\epsilon_{1,2} \equiv \epsilon(\omega_1, \omega_2)$, $H_{k_2, -k_1; -k_2, k_1}^{\beta'\alpha', \beta, \sigma}(\omega_1, \omega_2)$ -тензор розсіяння

$$H_{k_2, -k_1; -k_2, k_1}^{\beta'\alpha', \beta, \sigma}(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} \langle \hat{P}_{k_2 - k_1}^{\beta'\alpha'}(-\omega_1, t) \hat{P}_{-k_2, k_1}^{\beta\alpha}(\omega_1, 0) \rangle, \quad (2)$$

оператор поляризованості \hat{P} має вигляд:

$$\hat{P}_{k'k}^{\beta\alpha}(\omega, t) = - \int_{-\infty}^{+\infty} ds e^{i\omega(t-s)} \left\{ \left\{ \hat{M}^{\beta}(\vec{k}', t) \mid \hat{M}^{\alpha}(\vec{k}, s) \right\} \right\}, \quad (3)$$

$M(k)$ є фур'є-компонентою дипольного моменту елементарної комірки, символ $\left\{ \left\{ \hat{M}^{\beta}(k', t) \mid \hat{M}^{\alpha}(k, s) \right\} \right\}$ позначає неусереднену двочасову функцію Гріна, означену у такий спосіб:

$$\left\{ \left\{ A(t) \mid B(t') \right\} \right\} = -i\theta(t-t') [A(t), B(t')]. \quad (4)$$

Для побудови оператора поляризованості у явному вигляді використано операторний розклад за степенями електронного переносу. Такий підхід дозволяє уникнути труднощів, пов'язаних із необхідністю розрахунку багаточасових функцій Гріна. Двочасові кореляційні функції, через які при цьому виражається тензор розсіяння, розраховано у рамках узагальненого наближення хаотичних фаз. Таким чином врахована наявність ефективної взаємодії між псевдоспінами через електрони. Враховано псевдоспінові (фононні) та

електронні внески в розсіяння. Досліджено частотну залежність інтенсивності комбінаційного розсіяння світла при різних значеннях параметрів моделі та при різних співвідношеннях між поляризацією падаючого та розсіяного світла (для кристалів типу YBaCuO це відповідає поляризації $(xx+yy)$ у площині CuO та у перпендикулярному (zz) до цієї площини напрямку). Показано, що інтенсивність розсіяння для випадку (zz) поляризації є на порядок більшою ніж у випадку $(xx+yy)$ поляризації. Отримані спектри порівнюються з експериментальними.

[1] B.S.Shastry, B.I.Shaiman. Phys. Rev. Lett., vol. 65, N. 8, p.1068, 1990

[2] J.K.Freericks, T.P.Deveraux. Phys. Rev. B, vol. 64, p. 125110, 2001

ТЕРМОДИНАМІКА АСИМЕТРИЧНОЇ МОДЕЛІ ХАББАРДА В ТЕОРІЇ ДИНАМІЧНОГО СЕРЕДНЬОГО ПОЛЯ

Використовується наближений аналітичний метод в теорії динамічного середнього поля (ТДСП) для електронних систем з взаємодією Хаббарда. Параметри електронного переносу і хімічні потенціали залежать від спіну електронів. Ця модель включає ряд відомих моделей, таких як модель Фалікова-Кімбала, псевдоспін електронна модель і модель Хаббарда. Ефективна одновузлова задача, яка виникає в рамках використаного методу сформульована в термінах допоміжного фермі-поля. Для її розв'язку використано метод незвідних функцій Гріна з проектуванням на базис фермі-операторів Хаббарда [1]. Система рівнянь ТДСП отримана в наближенні, яке є узагальненням наближення Хаббард-III в поєднанні з самоузгодженим перенормуванням локальних електронних рівнів. Запропонований підхід включає, як простіші часткові випадки, ряд відомих наближень (Хаббард-III, сплаву (AA), модифікованого сплаву (MAA)).

Наближення випробовуються на безспіновій моделі Фалікова-Кімбала з безмежним кулонівським потенціалом відштовхування U [2]. Густини станів електронів і локалізованих частинок отримано для різних температур і концентрацій частинок. Концентраційні залежності хімічних потенціалів розраховано з допомогою одночастинкових функцій Гріна. Порівнюються різні наближення. Показано, що узагальнене наближення Хаббард-III в поєднанні з самоузгодженим перенормуванням локальних електронних рівнів дає кращі числові результати ніж AA і MAA. Для достатньо високих температур і концентрацій частинок воно відтворює точні результати отримані термодинамічно розрахунком великого канонічного потенціалу [3].

При половинному заповненні і скінченному кулонівському відштовхуванні U порівняно густини станів для моделі Фалікова-Кімбала і моделі Хаббарда з результатами інших методів.

На основі асиметричної моделі Хаббарда досліджено двохсортний гратковий газ в наближенні сплаву і Хаббард-I. При асиметричних значеннях параметрів переносу і різних хімічних потенціалах розраховано густини станів частинок, розглянуто різні термодинамічні режими і досліджено вплив хімічних потенціалів на концентрації частинок.

[1] I. Stasyuk, *Condens. Matter Phys.* 3 (2000) 437

[2] I. Stasyuk, O. Hera, *Condens. Matter Phys.* 6 (2003) 127

[3] J. Freericks, *Phys. Rev. B* 60 (1999) 1617

А.М. Швайка, О.Я. Фаренюк

Інститут фізики конденсованих систем НАН України

ВПЛИВ ТУНЕЛЬНОГО РОЗЩЕПЛЕННЯ РІВНІВ НА ЕЛЕКТРОННИЙ СПЕКТР ПСЕВДОСПІН-ЕЛЕКТРОННОЇ МОДЕЛІ

Мікроскопічна природа багатьох ефектів в сполуках з перехідними та рідкоземельними елементами пов'язана з сильними електронними кореляціями, як локальними так і нелокальними, включаючи корельований перенос. Вплив корельованого переносу вважається суттєвим при поясненні електрон-діркової асиметрії, переходу метал-діелектрик при зміні температури, виникненні феромагнітного стану і високотемпературної надпровідності. Для розгляду електронних кореляцій часто використовується модель Габбарда, доповнена врахуванням особливостей електронних станів чи динаміки ґратки. Одним з таких узагальнень є псевдоспін-електронна модель (ПЕМ) з тунельним розщепленням рівнів.

Для ПЕМ тунельне розщеплення рівнів приводить до того, що після діагоналізації одновузлової частини і переходу до операторів Габбарда інтеграл переносу залежить від станів відповідних вузлів, тобто зводиться до моделі з корельованим переносом. Дослідження цієї моделі проводилося з використанням узагальненого методу динамічного середнього поля для систем з корельованим переносом [1].

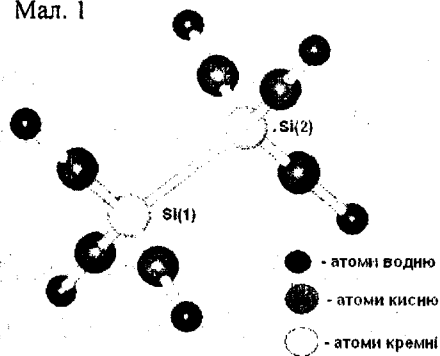
В даній роботі ПЕМ з тунельним розщепленням рівнів розглядається в наближенні типу сплаву. Показано, що для корельованого переносу, спричиненого тунелюванням існує проста схема переходу від матричної до скалярної і навпаки форм запису рівнянь. Розраховано енергетичний спектр моделі. Досліджено залежність концентрації електронів та середнього значення псевдоспінів від хімічного потенціалу і параметру асиметрії, а також вплив тунелювання.

1. Shvaika A.M. Dynamical mean-field theory of correlated hopping: a rigorous local approach //Phys. Rev. B, 2003, Vol.67, 075101

МОДЕЛЬ НЕЙТРАЛЬНОЇ КИСНЕВОЇ ВАКАНСІЇ В β -КРИСТАБОЛІТІ.

Використовуючи метод Хюнкеля в наближенні МО ЛКАО в базисі

Мал. 1



симетризованих орбіталей, ми досліджували

нейтральну кисневу вакансію в β -кристаболіті, що є

однією з кристалічних форм оксиду кремнію SiO_2 .

Даний дефект моделювали за допомогою О-

центрованого кластера $\text{Si}_2\text{O}_6\text{X}_6$ (де X_i – граничні

атоми кластеру)(див. мал. 1), в якому відсутній

центральный атом кисню. Оптимізація геометрії

досліджуваної моделі проводилась при врахуванні лише зміщення сусідніх з

вакансією атомів кремнію. Граничні умови враховувались поміщенням на обірвані

зв'язки атомів водню ($\text{Si}_2\text{O}_6\text{H}_6$ – кластер) та атомів кремнію ($\text{Si}_2\text{O}_6\text{Si}_6^*$ – кластер). В

граничних атомах кремнію Si^* для насичення обірваних зв'язків розглядалося лише по

одному електрону на $3p_z$ атомній орбіталі. При обрахунках ми використовували

валентний набір базисних функцій, тобто $3s$ і $3p$ атомні орбіталі (АО) кремнію, $2s$ і $2p$

АО кисню. АО вибирали у вигляді функцій Слетера. Вибраний нами кластер $\text{Si}_2\text{O}_6\text{X}_6$

має симетрію точкової групи D_{3d} . Враховуючи симетрію кластера, ми переходили від

валентного базисного набору до базисного набору симетризованих орбіталей (СО).

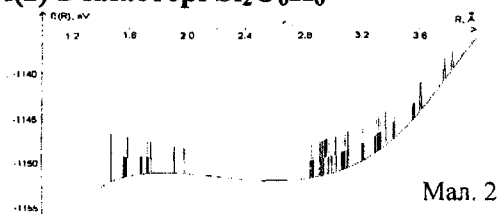
Матричні елементи фокіана брались у вигляді запропонованому Кюсаком (*L.C.*

Cusachs, B.V. Cusachs, J. Chem. Phys., 71, 1069 (1967)).

Ми отримали залежність повної електронної енергії від відстані між атомами $\text{Si}(1)$

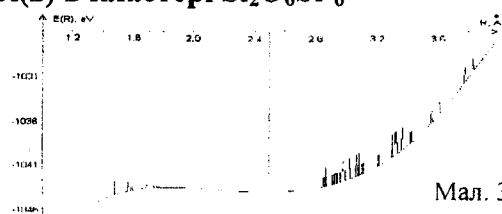
і $\text{Si}(2)$. Для кластерів $\text{Si}_2\text{O}_6\text{H}_6$ та $\text{Si}_2\text{O}_6\text{Si}_6^*$ цю залежність дано на мал.2 та мал.3.

Залежність повної електронної енергії від відстані між атомами $\text{Si}(1)$ та $\text{Si}(2)$ в кластері $\text{Si}_2\text{O}_6\text{H}_6$



Мал. 2

Залежність повної електронної енергії від відстані між атомами $\text{Si}(1)$ та $\text{Si}(2)$ в кластері $\text{Si}_2\text{O}_6\text{Si}_6^*$



Мал. 3

Кути між атомами кремнію та кисню, відстані між ними, що відповідають шуканій моделі, дано відповідно в таблицях 1 і 2.

Таб. 1. Просторове розміщення атомів в кластері $\text{Si}_2\text{O}_6\text{H}_6$.

Відстань Si(1)-Si(2), Å^0	Відстань Si-O, Å^0	Кут Si(2)-Si(1)-O, град.
2.61	1.65	117.5

Таб. 2. Просторове розміщення атомів в кластері $\text{Si}_2\text{O}_6\text{Si}_6^*$.

Відстань Si(1)-Si(2), Å^0	Відстань Si-O, Å^0	Кут Si(2)-Si(1)-O, град.
2.49	1.67	119.3

Як видно з отриманих результатів, відстань між атомами кремнію в отриманих моделях нейтральної кисневої вакансії відповідно рівна 2.61 Å^0 для кластера $\text{Si}_2\text{O}_6\text{H}_6$, та 2.49 Å^0 для кластеру $\text{Si}_2\text{O}_6\text{Si}_6^*$.

Отримана нами модель нейтральної кисневої вакансії відповідає релаксованій кисневій вакансії, що підтверджується порівнянням наших результатів з результатами отриманими в роботах інших авторів.

L.N. Ovander, V.A. Shdura, J.U. Zavorotnev.
Zhytomyr State University of Technology, Ukraine

THE APPLICATION OF GREEN FUNCTIONS METHOD TO THE THEORETICAL DESCRIPTION OF HYPERRAMAN SCATTERING LIGHT PHENOMENON.

The non-linear effects can be classified by the number of quasi-particles which participate in an elementary act. Raman scattering process is characterized by participation of three quasi-particles. They are two photons and two phonons. Hyperraman scattering covers the participation of four quasi-particles.

They are two photons of primary radiation, one photon of resulting radiation and one phonon. The energies of the mentioned quasi-particles are related by the law of energy conservation.

The consideration is presented within the theory of polyaritons which appear to be so-called "hybrids" of electromagnetic waves and electronic or vibration states. This effect has been considered earlier with the help of the method of little excitations. However, a lot of unsolved problems have been left.

As it was mentioned in literature, the contribution into the effects of the fourth order cause a great variety of mechanisms. They are:

- a) the interaction of the cross-photons field with the crystal charges;
- b) the interaction of Coulomb excitations;
- c) the kinematic interaction;
- d) the cascade processes.

The mentioned above mechanisms happen to be to some extent actually being observed in different intervals of spectrum. The contributions they cause can be divided using the polarization measurements as well as by measuring the frequency dependency for the primary and scattering radiation.

The Green function method has been applied to the ordinary scattering and a lot of interesting results have been obtained. This report presents the application of this method to hyperraman scattering, which can be considered as the effect of higher order and allows :

- to study the highest approximations of the theory of excitation
- to avoid many of difficulties, which happen in case when the frequency of the primary and scattering radiation is met at the absorption line.

These difficulties are caused by getting the separated expressions in the formula for the intensity of the scattering radiation.

At the definite conditions hyperraman scattering causes the photons of scattering the light on flu light when two photons with the frequencies w_1 and w_2 are transformed into two another w_3 and w_4 . There is the relation between these frequencies: $w_1 + w_2 = w_3 + w_4$. It is caused by the law of energy conservation.

All mentioned above concerning the hyperraman scattering can be applied to the phenomenon of scattering the light on the light.

The presented report deals with practical recommendations concerning the experiments in which observations of the mentioned effects take place.

R.R.Levitskii, S.I.Sorokov, A.S.Vdovych
Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of
Sciences of Ukraine, 1 Svientsitskii St., 79011 Lviv-11, Ukraine

SPIN MODEL WITH ESSENTIAL SHORT-RANGE COMPETING INTERACTION

We study the spin-glass model with an arbitrary range of competing interactions within two-particle cluster approximation for the free energy (exact expression for Bethe lattice) and within symmetric replica approach. We suggested a system of integral equations for distribution functions of $Z_i - 1$ cluster fields of the i -th coordination sphere. A spin-glass model with essential short-range interactions (first coordination sphere with distribution $-aK, K$) and weak long-range interactions (linear approximation) is considered. For the first coordination sphere we show that iteration procedure for an integral equation for distribution functions of $Z-1$ cluster fields converges rapidly if a Gaussian form for the trial function is used. The free energy calculated with the Gaussian distribution function, found from the extremum conditions, and free energy calculated with the distribution function, found from the integral equation, are close. For spin-glass model with Gaussian cluster field and weak long-range interactions, the phase diagram, entropy, order parameters, specific heat, and susceptibility are calculated. The obtained asymmetry of the phase diagram is due to taking into account of the long-range interactions and due to asymmetry of the distribution function of short-range interactions.

КІНЕТИЧНЕ РІВНЯННЯ ДЛЯ ГУСТИХ ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ З БАГАТОСХОДИНКОВОЮ МІЖЧАСТИНКОВОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ

Ми проводимо узагальнення кінетичного рівняння для густого газу з багатосходинковим потенціалом взаємодії між частинками [1,2] на випадок суміші. На близьких відстанях дві частинки відштовхуються як тверді кульки, а потенціальна яма реальної взаємодії моделюється за допомогою системи відштовхувальних і притягальних стінок скінченної висоти. Миттєвий характер взаємодій на кожній стінці дозволяє обмежитися наближенням парних зіткнень при побудові інтеграла зіткнень, зумовленого процесами на стінках.

Завдяки розривності багатосходинкового потенціала, у рівнянні переносу для густини кінетичної енергії, яке ми виводимо з кінетичного рівняння з врахуванням закону збереження повної енергії при парних зіткненнях, виникає ще один доданок типу "джерело". Він описує обмін між кінетичним і потенціальним внесками до густини повної внутрішньої енергії суміші.

Особливістю даної моделі є те, що наявність суттєвого внеску до повної енергії від притягальної частини багатосходинкового потенціала вимагає переформулювання методу Чепмена-Енскога для відшукування нормального розв'язку і долучення до набору змінних кінетичного рівня опису, поряд з одночастинковими функціями розподілу різних сортів, ще одного параметра – так званої "потенціальної квазітемператури", яка раніше використовувалася до опису односортного флюїду зі взаємодією між частинками у вигляді прямокутної ями [3,4].

[1] I.P.Omelyan, M.V.Tokarchuk // Physica A, 1996, **234**, p. 89-107.

[2] M.V.Tokarchuk, I.P.Omelyan., A.E.Kobryn // Phys. Rev. E, 2000, **62**, p. 8021-8036.

[3] H. van Beijeren, J.Karkheck, J.V.Sengers // Phys. Rev. A, 1988, **37**, p. 2247-2250.

[4] J.A.Leegwater, H. van Beijeren, P.J.Michels // J.Phys.: Condens. Matter, 1989, **1**, p.237-255.

В.Д. Дідух, Д.М. Москаль

Тернопільська державна медична академія ім. І.Я. Горбачевського, Україна

ФАЗОВІ ПЕРЕХОДИ У ФАЗАХ МАГНЕЛІ ВАНАДІЮ

Існують сполуки, в яких, у певній області температур, реалізується одночасно антиферромагнітний і зарядовпорядкований стани. До них відносяться фази Магнелі ванадію V_2O_{2v-1} , у яких температура Нееля значно менша температури Вервея і змінюється від 7 К у V_8O_{15} до 156 К у V_2O_3 . Вказані сполуки можна розглядати як сукупність встановлених одна в одну підграток з різною заповненістю їх електронами з відповідними орієнтаціями спіна.

Будемо виходити з гамільтоніану

$$H = \sum_{i,j,\sigma} [\Lambda(ij) - \delta(ij)\mu] a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + \frac{W}{2} \sum_{i,j,\sigma,\sigma'} n_{i\sigma} n_{j\sigma'}$$

Тут $a_{i\sigma}^+$, $(a_{j\sigma})$ - оператори народження (знищення) електрона з спіном σ ($\sigma = \uparrow, \downarrow$) на вузлі, $\Lambda(ij)$ - інтеграл переносу, U і W відповідно параметри кулонівської взаємодії на одному вузлі і між найближчими сусідами, μ - хімічний потенціал.

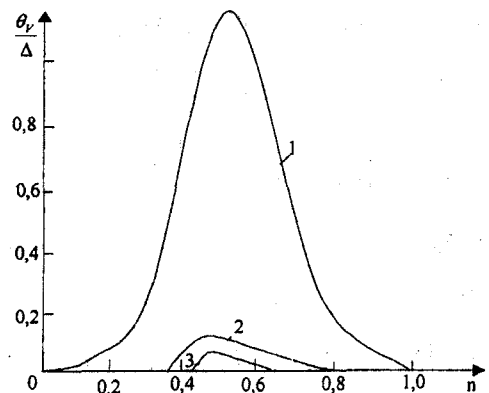
Використовуючи теорію збурень [1], вважаючи малим параметром $\frac{\Lambda}{U}$, і знехтувавши подвійно зайнятими станами, отримані концентраційні залежності температури Нееля θ_N і температури Вервея θ_V [2].

Для температури Нееля маємо:

$$\theta_N = \frac{1}{N} \sum_k \frac{\omega(\vec{k})}{\text{arth} \frac{\omega(\vec{k}) [1 + \exp(-\mu/\theta) / \text{ch}(\omega(\vec{k})/\theta)]}{zmW + \frac{(2-n)}{2} zJ}}$$

де $\omega(K)$ - енергія одночастинкового спектру в парамагнітній області, J - інтеграл ефективної обмінної взаємодії, n - концентрація електронів, N - число вузлів у підгратці, z - число найближчих сусідів, m - параметр зарядовпорядкованого стану.

Залежність $\frac{\theta_V}{\Delta}$ (θ_V - температура Вервея, Δ - ширина зони провідності) від концентрації електронів показана на рисунку. Отримані результати якісно узгоджуються з експериментом.



$$1 - \frac{\Delta}{2W} = 0,2; 2 - 1; 3 - 1,6$$

Література.

1. Дідух Л.Д., Стасюк И.В. Укр. физ. журн. Т.13, №6, 1968, С.899-904.
2. Дідух В.Д. О зарядовом упорядочении в узкой частично заполненной S-зоне. Укр. физ. журн., 1978, Т.23, С.1041-1045.

Л.Д. Дідух, О.І. Крамар.

Тернопільський державний технічний університет ім. І.Пулюя

**ФЕРОМАГНЕТИЗМ В ДВОКРАТНО ОРБІТАЛЬНО ВИРОДЖЕНІЙ
МОДЕЛІ ГАББАРДА З СИЛЬНИМИ КОРЕЛЯЦІЯМИ.**

Пояснення феромагнетизму в сполуках перехідних металів, незважаючи на значну кількість робіт та різноманіття теоретичних підходів, залишається актуальною задачею фізики сильно корельованих систем. Навіть в рамках однозонної узагальненої моделі Габбарда висновок про існування феромагнітного впорядкування є предметом серйозних дискусій. Разом з тим вузькозонним матеріалам на основі 3d-металів притаманне орбітальне виродження зони провідності. В зв'язку з цим доцільно розглянути узагальнення моделі Габбарда (враховано вплив заселеності вузлів на процеси переносу – так-званий корельований перенос електронів) на випадок двократного орбітального виродження і проаналізувати можливості виникнення у такій системі спонтанного магнітного моменту. У випадку сильної внутрішньоатомної кулонівської взаємодії $U \gg t$ та сильного гундівського зв'язку ($U \gg U' - J_0$) загальний гамільтоніан за допомогою канонічного перетворення може бути зведений до ефективного гамільтоніану (ЕГ). Важливою рисою отриманого ЕГ є феромагнітний характер ефективної обмінної взаємодії, котра поряд з трансляційними механізмами є стабілізуючим фактором для магнітного впорядкування.

З використанням процедури проектування в рівнянні руху та модифікації узагальненого наближення Гартрі-Фока в роботі отримано функції Гріна (для випадків заповнення зони $n < 1$ та $n > 1$) та енергетичні спектри для верхньої та нижньої квазічастинкових підзон. На їх основі проведено розрахунок енергії та намагніченості в основному стані для випадків симетричної форми затравочної густини станів. Зокрема, показано, що для прямокутної густини станів основним є феромагнітний стан з насиченим магнітним моментом для всієї області електронних концентрацій. У випадку напів-еліптичної густини станів існує критичне значення заповнення (залежне від параметра ефективної обмінної взаємодії; $n_1 = 0.28$ при $zJ_{\text{eff}}/w = 0$), при перевищенні якого виникає ненасичений магнітний момент. При збільшенні концентрації електронів в зоні провідності в системі реалізується насичений феромагнітний стан ($n_2 = 0.37$ для $zJ_{\text{eff}}/w = 0$). Збільшення параметра ефективного обміну zJ_{eff}/w приводить до розширення області існування феромагнітного впорядкування, а корельований перенос слабо впливає (незначно сприяє)

ферромагнітним тенденціям (на відміну від невиродженої моделі, де цей вплив більш значний).

У випадку ненульових температур при використанні прямокутної густини станів отримано рівняння на намагніченість, температуру Кюрі, магнітну сприйнятливість системи, на основі яких з використанням числових методів розраховано вказані величини як функції параметрів моделі. Отримані температурні залежності намагніченостей при різних заповненнях зони мають типову поведінку (при зростанні температури T відбувається зменшення m), однак існує критичне значення n , при якому змінюється характер зміни намагніченості з неперервного (перехід другого роду) на стрибкоподібний (перехід першого роду). Важливою особливістю концентраційної залежності температури Кюрі є її зменшення в певній області n при збільшенні магнітного моменту. Цей факт дає змогу інтерпретувати специфічну поведінку температури Кюрі в сполуках $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{S}_2$ та $\text{Co}_{1-x}\text{Ni}_x\text{S}_2$ при зміні заповнення зони провідності.

Л.Д. Дідух, Ю.Л. Скоренький, О.І. Крамар, Ю.М. Довгоп'ятий.
Тернопільський державний технічний університет імені Івана Пулюя

ЕЛЕКТРОННА ПРОВІДНІСТЬ В МОДЕЛІ МАТЕРІАЛУ З СИЛЬНИМИ ЕЛЕКТРОННИМИ КОРЕЛЯЦІЯМИ

В моделі матеріалу з сильними електронними кореляціями [1] було розраховано провідність при ненульовій температурі та досліджено залежності провідності від змін температури, тиску та легування. Вирази для розрахунку провідності знайдено з використанням енергетичного спектру електронів у вузькій зоні для випадку сильних кореляцій, отриманого в методі [2] типу узагальненого наближення середнього поля. Результати числових розрахунків провідності дозволили проінтерпретувати експериментальні дані для вузькозонних сполук, в яких спостерігається електрон-діркова асиметрія. Отримано вирази для провідності у нижній габбардівській підзоні і у верхній габбардівській підзоні як функції температури, відносної деформації ґратки (залежної від тиску), концентрації електронів та параметрів корельованого переносу. При зростанні температури провідність монотонно спадає (металічний тип провідності), при цьому провідність є тим більшою, чим ближчим є заповнення підзони до половинного (тоді зона заповнена на чверть). При наявності корельованого переносу при фіксованій концентрації електронів провідність є тим меншою, чим більшим є параметр корельованого переносу електронів, оскільки корельований перенос приводить до звуження зони. Прикладання зовнішнього тиску має зворотній ефект – стискання приводить до розширення зони, таким чином, до зростання провідності (для деяких сполук перехідних металів легування катіонної підсистеми може бути еквівалентним до прикладання зовнішнього тиску [3]).

Отримано концентраційні залежності провідності при відмінній від нуля абсолютній температурі. Встановлено, що провідність вузькозонної системи сильно залежить від легування та температури. Корельований перенос, як і зростання температури, приводить до зменшення провідності, причому при наявності впливу заселеності вузлів на процеси переходу електрона між цими ж вузлами з'являється асиметрія відносно половинного заповнення. Як і в основному стані, тип провідності змінюється (при зміні концентрації електронів n від 0 до 2) тричі – в області першого та другого максимумів та біля $n=1$. Відмінність від випадку нульової абсолютної температури полягає у тому, що положення максимуму провідності повільно зсувається до половинного заповнення зони при зростанні температури. Прикладання

зовнішнього тиску приводить до зростання провідності, але для фізичних значень температури та відносної деформації кристалу зміна провідності є помітною лише в околі максимуму (в майже на чверть та майже на три чверті заповненій зоні).

Отримані залежності якісно узгоджуються із наявними експериментальними даними для широкого класу систем із сильними електронними кореляціями. Це підтверджує висновок про визначальну роль квазічастинкових збурень всередині підзон порівняно з міжзонними у статичну провідність у однорідному зовнішньому полі.

Робота виконана за фінансової підтримки Державного фонду фундаментальних досліджень, проект №02.07/266.

- [1]. Дідух Л. Модель вузькозонного матеріалу з електронно-дірковою асиметрією // Журн. фіз. досл.- 1997.- Т.1, №2.- С. 241-250.
- [2]. Didukh L. A modified form of the polar model of crystals // Acta Physica Polonica B - 2000.- vol.31, No.12.- p. 3097-3133.
- [3]. Imada M., Fujimori A., and Tokura Y. Metal-insulator transitions // Rev. Mod. Phys.- 1998.- vol. 70, No. 4.- p. 1039-1264.

В. Н. Шевчук, І. В. Каюн

Львівський національний університет імені Івана Франка, факультет електроніки
вул. Драгоманова, 50, м. Львів 79005 Україна
e-mail: shevchuk@wups.lviv.ua

РЕЛАКСАЦІЙНІ ЯВИЩА ТА ЛОКАЛЬНІ РІВНІ ЕНЕРГІЇ У КРИСТАЛАХ $PbWO_4$

Монокристали вольфрамату свинцю $PbWO_4$ (PWO) структурного типу шееліта (просторова група $I41/a$ або C_{4h}^6) інтенсивно вивчаються в наукових лабораторіях світу у зв'язку з їх використанням у фотонних детекторах в рамках міжнародного проекту (LHC CERN, Швейцарія) як ефективний самоактивований матеріал з ультракороткими часами післясвічення.

Характеристики кристалів PWO у значній мірі визначаються локальними рівнями у забороненій зоні. Такі рівні зазвичай викликані власнодефектним розупорядкуванням кристалічної ґратки, що може бути пов'язане з відхиленням від стехіометрії вирощених кристалів. В кристалах PWO основними точковими дефектами вважаються вакансії свинцю і кисню та відповідне електронне розупорядкування з домінуванням дірок. Як показали дослідження, після попереднього збудження (відпал, опромінення) кристалам PWO властиві інтенсивні релаксаційні процеси, котрі впливають на електричні та діелектричні параметри. Для встановлення закономірностей релаксаційних і термоактивованих процесів застосовувався комплекс термостимульованих методів у взаємозв'язку з температурною залежністю діелектричної проникності ϵ (робоча частота 1 кГц) в межах температур $T \in 100-600$ К.

Досліджувалися неактивовані кристали, вирощені методом Чохральського. Попередні дослідження електричних властивостей PWO подані нами у працях [1, 2]. Релаксаційні процеси на спектрах термостимульованих струмів та на кривих $\epsilon(T)$ позначаються в області 260-350 К (I), 360-390 К (II). Крім того на кривих струму деполяризації спостерігається широкий неелементарний пік 450-600 К (III). У вказаній області (III) на залежності $\epsilon(T)$ особливості не спостерігаються. В останньому випадку маємо лише незначне наростання ϵ , викликане зміною провідності. Максимуми (I) на кривих термостимульованих струмів та $\epsilon(T)$ пов'язуються з дефектами дипольної природи – диполонами та складнішими комплексами, що включають диполони [1, 2]. В області (II) релаксація викликана

поодинокими вакансіями та їх міграцією. В області (III) об'ємні заряди формуються системою рівнів захоплення рівноважних носіїв заряду.

Встановлюється кореляція між термостимульованими процесами різної природи, визначається відносний внесок поляризації в температурні зміни величини ϵ , досліджується кінетика переходу зразка у квазірівноважний стан, вивчається вплив УФ-світла з області fotocутливості 320-420 нм на стан дефектів структури та на релаксаційні процеси в кристалах PWO. Розраховуються параметри домінуючих релаксаторів та локальних рівнів, обговорюються їх моделі.

Література

1. Shevchuk V.N., Kayun I.V. *Physics of the Solid State*, 2003, V. 45, No 10, p. 1898-1905.
2. Shevchuk V.N., Kayun I.V. *Functional Materials*, 2003, V. 10, No 3 p. 229-234.

МЕТОДИКА ПРОГНОЗУВАННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЕДІНКИ КОЕФІЦІЄНТА ФОНОННОГО ГАЛЬМУВАННЯ ДИСЛОКАЦІЙ У ЛУЖНО-ГАЛОЇДНИХ КРИСТАЛАХ

Для розуміння особливостей процесу високошвидкісного пластичного деформування лужно-галоїдних кристалів (ЛГК) необхідно володіти інформацією стосовно взаємодії рухливих дислокацій з фононним газом, який є головним чинником гальмування дислокацій. Мірою в'язкої протидії руху дислокацій з боку фононного газу є коефіцієнт фононного гальмування B . Вивчення температурного ходу $B(T)$ надає можливість виявити визначальний внесок у загальне фононне гальмування того чи іншого з численних фононних механізмів, розглянутих у квантово-механічній теорії динамічного гальмування дислокацій Альшиця-Інденбома [1].

Як відомо [1], для ідентифікації фононних механізмів, діючих у досліджуваному зразку, експериментально визначену залежність $B(T)$ подають у зведених координатах $\frac{B(T)}{B(\theta)} - \frac{T}{\theta}$, де θ - температура Дебая кристала. Далі графічним шляхом визначається безрозмірний параметр теорії Альшиця-Інденбома Δ . Величина цього параметру залежить від крутизни кривої $\frac{B(T)}{B(\theta)} - \frac{T}{\theta}$ і визначається високотемпературною асимптотикою вказаної залежності на нуль температур. За відомим значенням Δ розраховують теоретичну криву, яку зіставляють з експериментальною. Так як теоретична крива є своєрідним "шаблоном", що відповідає внеску суперпозиції фононного вітру і релаксації "повільних" фононів у загальне динамічне гальмування дислокацій, можна знайти відповідь, чи є вказана суперпозиція визначальною щодо демпфування дислокацій у даному кристалі.

На сьогодні такого роду роботи виконано для п'яти ЛГК: NaCl [2], KCl [3], CsI [4], LiF [5], KBr [6]. Відповідно до цього визначено залежності $B(T)$ у зведених координатах і розраховано температури Дебая (акустичним шляхом) для цих кристалів.

У даній роботі розв'язується не пряма, а зворотна задача. З цією метою розглядається кореляція між параметрами Δ і θ . Встановлення певного взаємозв'язку між цими величинами надає широкі можливості щодо оцінки температурного ходу B для ще недосліджених ЛГК, насамперед, з ґраткою типу NaCl. За відомою

температурою Дебая можна знайти відповідне значення Δ , а далі, користуючись формулами [1] визначити температурний хід або абсолютне значення V . Можна передбачити, що головна похибка при використанні такої методики буде пов'язана з розбігом літературних даних щодо θ внаслідок використання різних методів і зразків різних серій. Але результати роботи [6] свідчать, що дані калориметричних і акустичних вимірювань температури Дебая у КВг практично не відрізняються, тому можна сподіватись, що ця розбіжність і для інших кристалів буде незначною.

1. В.И.Альшиц, В.Л.Инденбом. *УФН*, **115**, 3 (1975).
2. А.М.Петченко, В.И.Мозговой, А.А.Урусовская. *ФТТ*, **30**,2992 (1988).
3. А.М.Petchenko. *Functional Materials*,**7**, 94 (2000).
4. А.М.Петченко, Д.Л.Строилова, А.А.Урусовская. *ФТТ*, **30**,3455 (1988).
5. А.М.Петченко. *Кристаллография*, **37**, 458 (1992).
6. В.П. Мацокин, Г.А.Петченко. *ФНТ*, **26**, 705 (2000).

М. Д. Аносов, Ю. М. Аносов, Ц. А. Криськов
Кам'янець-Подільський державний університет, Україна

КОМПЛЕКТ НАВЧАЛЬНО-НАОЧНИХ ПОСІБНИКІВ ДЛЯ ОФОРМЛЕННЯ КАБІНЕТІВ ФІЗИКИ

Освітні заклади України відчувають гостру потребу в оновленні дидактичних засобів з фізики, в тому числі навчально-наочних посібників (таблиць, плакатів) постійного використання. В багатьох загальноосвітніх закладах їх або немає, або ті, що є, застаріли за змістом і не відповідають структурі сучасних навчальних програм і посібників. Поліграфічне оформлення їх далеке від сучасних естетичних вимог і технічних можливостей виготовлення.

В той же час, такі наочні посібники мають бути необхідним елементом оформлення кабінетів фізики. Вони повинні містити в собі не тільки найголовнішу і обов'язкову інформацію для учнів, але і, маючи достатньо високий рівень художньо-естетичного оформлення, створювати відповідну атмосферу зацікавленості до вивчення предмета, знайомити з наукою в цілому та ілюструвати її досягнення і роль в прогресі суспільства, чого досить складно досягти при вивченні окремих тем. Крім цього, такі посібники можуть ефективно використовуватись, як додатковий дидактичний матеріал впродовж вивчення всього курсу фізики.

Оформлення кабінету фізики такими постійно діючими наочними засобами може дати ефект тільки в тому випадку, коли кожна таблиця за своїм змістом буде не випадковою, а складатиме закінчений елемент загального комплекту, який в цілому відповідає стандарту середньої освіти, цілям і змісту шкільної програми, і зорієнтована на підручник, яким користуються учні.

Автори пропонують для обговорення розроблену ними і виготовлену в Науково-виробничому центрі К-ПДУ першу серію таблиць, які відповідають вказаним вище вимогам і є частиною загального комплекту.

Б. Л. Фуртак¹, С. П. Фуртак¹, У. С. Чорній²

¹ Українська академія друкарства, м. Львів, Україна

² Міський освітній центр для дорослих, м. Торонто, Канада

ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ЗМІСТУ СУЧАСНИХ ЄВРОПЕЙСЬКИХ І УКРАЇНСЬКИХ ПІДРУЧНИКІВ З ФІЗИКИ

Проаналізовано зміст сучасних європейських (австрійського – автор Шрейнер Й. і німецького – автор Кун В.) та українських (автори Бугайов О.І., Бухговцев Б.Б., Гончаренко С.У., Мякишев Г.Я.) підручників з фізики для учнів старших класів.

Проведений аналіз вказує на те, що в європейських підручниках значну увагу звернено, зокрема, на формування в учнів цілісної природничо-наукової картини світу. Це забезпечується, починаючи від невеликого історичного екскурсу, де описані погляди давньогрецьких філософів на будову матерії, до поступового і систематичного подання сучасної точки зору на побудову матерії як сукупності полів (гравітаційного, електричного, магнітного, електромагнітного та ядерних) і речовини. Пояснено, що речовина складається з молекул і атомів, які мають ядра та електронні оболонки. Виділено всі чотири (твердий, рідкий, газоподібний і плазма) агрегатні стани речовини.

Теоретичний матеріал і його практичне використання в австрійському підручнику викладаються таким чином, щоб спонукати учнів бути постійно готовими застосовувати основні фізичні закони і прагнути більше зрозуміти з відносно малими попередніми знаннями. Робота фізика порівнюється з роботою криміналіста, який з отриманих свідчень мусить змалювати якнайбільш переконливу картину ходу подій злочину. Такий спосіб викладу матеріалу приводить учнів до висновку, що фізика є не тільки зібранням спостережень і результатів вимірювань. Її мета – досягти якнайглибшого розуміння природи, для чого дуже корисними є моделі. Як приклади моделей наводять матеріальну точку, абсолютно тверде тіло тощо.

Особливо підкреслена необхідність точного і чіткого введення фізичних понять і величин (так, радість, сум, любов – це нефізичні величини, оскільки їх не можна точно виміряти). Слово “сила” для фізика має сенс у понятті “сила тяжіння” (її можна виміряти динамометром), а “сила духу” до цього часу не виміряна, отже не є фізичною величиною. Значна увага приділяється необхідності проведення найточніших вимірювань, які мають фундаментальне наукове і технічне значення. Вважаємо корисним видати в Україні переклад таких підручників з метою досягнення рівня викладання фізики, який би відповідав світовим стандартам.

ТВОРЧИЙ ПОРТРЕТ ФІЗИКА Т.О.АФАНАСЬЄВОЇ-ЕРЕНФЕСТ, УРОДЖЕНКИ КИЄВА

Подано історико-наукову реконструкцію життєвого та творчого шляху відомого математика і фізика, професора (1931) Т.О.Афанасьєвої-Еренфест.

(19.11.1876- 14.04.1964)

Т.О.Афанасьєва-Еренфест народилась у Києві 19.11.1876р. Дитиною була перевезена до Санкт-Петербургу, де закінчила педагогічні курси жіночих Санкт-Петербурзьких гімназій (1896), Вищі Жіночі (Бестужевські) курси (1900). Стажувалась в Геттінгенському та Віденському університетах (1902-1904). З 1907 по 1912 рр. жила у Петербурзі, де спільно з чоловіком, – відомим фізиком П.Еренфестом, – для об'єднання молодих фізиків організувала семінар. У 1912-1964 рр. жила у Лейдені (Голандія), однак періодично викладала у вищих навчальних закладах СРСР (Симферопольський педагогічний інститут (1927-1928), Другий Московський Університет (1931), Горський агроіндустріальний інститут (Владикавказ, 1932-1933)).

Роботи Т.О.Афанасьєвої-Еренфест стосуються аксіоматичної побудови статистичної механіки. Вона строго довела можливість застосування методу статистичних ансамблів до реальних механічних систем, показала, що використання теорії ймовірностей в статистичному обґрунтуванні поняття ентропії не заперечує принципу детермінізму.

Найсуттєвішим результатом стала показана нею можливість обґрунтування II-го начала термодинаміки лише за допомогою аксіом, які перевіряються експериментально. Ключовим моментом цих робіт є доведення необхідності розмежування принципів існування та зростання ентропії, злиття яких відбулося історично.

Результати Т.О.Афанасьєвої-Еренфест з теорії подібності стали основою для її застосування до моделювання реальних процесів. Померла 14.04.1964р. у Лейдені.

1. Begriffliche Grundlagen der statistischen Auffassung in der Mechanik. "Encyklopadie der mathematischen Wissenschaften".-Vol.IV, part 32, Leipzig, 1911.- S.3-90
2. Афанасьєва-Эренфест Т. Необратимость, односторонность и второе начало термодинамики // Журнал прикладной физики.-1928.-Т.5, вып 3-4
3. Ehrenfest P. , Ehrenfest-Afanassjeva T. Die Grundlgen der Thermodynamik, Leiden, 1956.
4. Ehrenfest-Afanassjeva T. Wiskunde: Didactische opstellen, Zutphen, 1960.

Гривнак Н.І.
Інститут фізики конденсованих систем НАН України,
вул. Свенціцького 1, Львів, 79011, Україна

ПРО ОСНОВНІ ІСТОРИЧНІ ВІДОМОСТІ З РОЗВИТКУ ФІЗИКИ МІКРОСВІТУ

Короткі історичні відомості з розвитку фізики мікросвіту пропонуються на допомогу вчителів у використанні фактів з історії відкриття елементарних частинок та дослідження їх властивостей.

Подана методика формування в учнів таких понять, як маса, заряд, кількість руху, енергія та інших, що відображають властивості частинок матерії.

ФУЛЕРЕНИ ТА ФУЛЕРИТИ - НОВА ФАЗА ВУГЛЕЦЕВИХ СТРУКТУР. ОСОБЛИВОСТІ ТЕХНОЛОГІЇ НАНОТРУБОК, ПЕРСПЕКТИВИ ЇХ ЗАСТОСУВАНЬ.

В час стрімкого науково-технічного прогресу є потреба висвітлення досягнень науки в рамках навчальних дисциплін. Розроблено методичну структуру семінарського заняття. Висвітлення матеріалу теми пропонується блоками в такій послідовності:

Карбон – унікальний хімічний елемент, який здатний утворювати найрізноманітніші хімічні структури у вигляді ланцюжків, циклічних утворень, просторових конфігурацій з кратними ковалентними зв'язками. Розмаїттям вуглецевих структур забезпечується функціонування генетичних кодів усього живого на Землі.

Карбін – одновимірна структура з одинарними або кратними ковалентними міжвуглецевими зв'язками. У природі ця модифікація була виявлена як прожилки та крапління у графіт і називається мінералом чаоїт. Чаоїт є напівпровідником *n*-типу. Графіт – типовий шаруватий кристал. В кожному шарі між атомами карбону діють ковалентні сили. Між шарами діє ван-дер-вальсівський зв'язок, який значно слабший порівняно з ковалентним. Це зумовлює сильну анізотропію графіту. Графіт має високу температуру плавлення, є добрим провідником електричного струму. Використовується для ерозійностійкого покриття в ракетних двигунах, сповільнювачах нейтронів у ядерних реакторах.

Алмаз – тривимірна кристалічна структура карбону. Має найвищу твердість серед природних мінералів, механічно міцний та хімічно стійкий. Чистий алмаз є діелектриком.

Фулерени – нова форма чистого карбону, відкрита у 1980-х роках. Фулерени це вуглецеві багатоатомні молекули із загальною формулою C_n (*n*-парне число), які мають конфігурацію випуклого замкненого багатогранника сфероїдального типу. Це є нова алотропна модифікація карбону. Хімічні сполуки на основі фулеренів називають фулеридами. Прикладом стабільних фулеридів є сполуки MC_{60} (*M*=Na, K, Rb, Cs, Ca, Sr, Ba, La, U та ін.). Фулерени у твердій фазі називаються фулеритами. До них належать кристали, тонкі плівки, кераміки.

При легуванні або інтеркалюванні фулеритів C_{60} , C_{70} та ін. виявлено явище надпровідності.

Окрім замкнених структур фулерени можуть утворювати і трубкоподібні структури – так звані нанотрубки. Вони мають велику перспективу використання в сучасній наноелектроніці. При заповненні нанотрубки металом, вона стає найтоншим ізольованим провідником в оболонці. При деформуванні нанотрубок змінюються їх електричні властивості.

Фулерени – важлива проміжна ланка між простими неорганічними матеріалами та складнішими органічними молекулярними структурами. В 1996 році фізико-хіміки Роберт Кел, Гарольд Крото та Річард Смоллі були удостоєні Нобелівської премії за відкриття фулеренів.

Р.І. Августин, Ю.Г. Бачинський, П.В. Басістий

Тернопільський інститут післядипломної педагогічної освіти
Тернопільський державний педагогічний університет імені Володимира Гнатюка

ДО ПРОБЛЕМИ ВИКОРИСТАННЯ ПРИНЦИПУ ІСТОРИЗМУ В ШКІЛЬНОМУ КУРСІ ФІЗИКИ.

В наш час роль історизму при вивченні шкільного курсу фізики об'єктивно зростає. Це пояснюється в першу чергу тим, що в незалежній державі ми переоцінюємо цінності своєї нації, намагаємося повертати із забуття імена багатьох українських вчених і ознайомлювати школярів із їх вкладом у світову і вітчизняну науку. Ці ж завдання ставить перед школою Закон про Освіту.

Але для реалізації функції історизму в шкільному курсі фізики вчителі зустрічаються з цілим рядом проблем: обмеженням шкільною програмою навчального часу; скупістю інформації в навчальних підручниках про видатних українських вчених та відсутністю такої про наших земляків, імена яких замовчувалися і, найголовніше, відсутністю механізму критеріїв відбору біографічних матеріалів про цих вчених.

Виходячи з таких реалій, а також психолого-дидактичного аналізу результатів педагогічного експерименту з питань використання матеріалів про наукову діяльність і життя видатних українських вчених, нам вдалося розробити узагальнюючі критерії відбору та використання матеріалів про фундаментальні наукові надбання та життєві подвиги на прикладі відомостей про Івана Пулюя і Олександра Смакули.

Але як показує практика роботи, що ефективно використання цих розробок на уроках фізики можливе при чіткому дозуванні вчителями їх об'єму, частоти, доцільності, поєднання із змістом навчального матеріалу, своєї підготовки та підготовки учнів. Значне місце тут ми відводимо позакласній роботі, що дає можливість взяти участь у ній великій кількості школярів різного віку, і одночасно підняти результативність такого заходу.

Таким чином, ефективно використання принципу історизму з фізики дозволяє розвивати творчу діяльність школярів, особливо пошуково-дослідницьку, одночасно збагачує їх інтелект та духовний світ, "ставити реальний заслін національному нігілізму історичному безпам'ятству", допомагає підліткам усвідомити свою роль як спадкоємців наукових цінностей українського народу.

Авторський показник

Августин Р.І.	79	Никипанчук М.	38
Аносов М.Д.	74	Нікіфоров Ю.М.	42
Аносов Ю.М.	74	Новосядлий Б.С.	33
Баракін В.В.	35	Овандер Л.Н.	61
Басістий П.В.	79	Петченко Г.О.	27,72
Бачинський Ю.Г.	79	Петченко О. М	27,72
Блажиєвський Л.Ф.	14	Пляцко Р.М.	48
Блонський І.В.	20	Половинко І.І.	30
Ваврух М.В.	54	Пономаренко Л.П.	37
Вакарчук І.О.	17	Попель О.М.	59
Вдович А.С.	63	Пундик А.В.	42
Веселков О.Н.	35	Рац В.О.	59
Габа В.	31	Репецький С.П	26
Ганіткевич М.	38	Рокіцький О.	28
Гера О.Б.	57	Рудка М.	31
Гривнак Н.І.	77	Самборська М.М.	78
Гуменюк Й.А.	64	Свідзинський А.В.	19
Данилов А.Б	33	Сікора Л.С.	40
Даревич Ю.	49	Скоренький Ю.Л.,	68
Дідух В.Д.	65	Слободян С.Б.	54
Дідух Л.Д.	42,66,68	Слободянюк А.А.	35
Довгий Я.О.	9	Сороков С.І.	63
Довгоп'ятий Ю.М.	68	Стасюк І.В.	18,55,57
Драган Я.П.	40	Тацуняк П.І.	10,47
Дувіряк А.	49	Ткачук В.М.	21
Заворотнев Ю.У.	61	Токарчук М.В.	64
Каюн І.В.	70	Третяк В.І.	22
Козирський В.Г.	15	Фаренюк О.Я.	58
Крамар О.	66	Фуртак Б.Л.	75
Крамар О.І.	66,68	Фуртак С.П.	75
Криськов Ц.А.	74	Чорній У.С.	75
Левицький Р.Р.	63	Шатний Т.Д.	26
Лисенко Р.Б	35	Швайка А.М.	58
Литвинко А.С.	37	Шдура В.А.	61
Литвинко А.С.	76	Шевчук В.Н.	70
Лопатинський І.	31	Шендеровський В.А.	15,28
Лукіянець Б.А.	25	Яворський Б.І.	40
Мацюк Р.Я.	51	Яремко Ю.Г.	52
Мисакович Т.С.	55		
Москаль Д.М.	65		

Зміст

Програма.....	3
Пленарні доповіді.....	7
Довгий Я.О. Фізика з когорти НТШ	9
Тацуняк П.І. Зіновій Храпливий.....	10
Блажиевський Л.Ф. Зіновій Храпливий і релятивістська квантова механіка.....	14
Козирський В.Г., Шендеровський В.А. Незнаний Зенон Храпливий: словникарські нотатки на берегах квантової теорії.....	15
Вакарчук І.О. Квантова телепортація.....	17
Стасюк І.В. Проблеми фізики сильно скорельованих систем.....	18
Свідзинський А.В. Метод функціонального інтегрування і квазікласичне наближення в квантовій механіці	19
Блонський І.В. Відображення розмірності середовища квантових структур в процесах локалізації електронних збуджень.....	20
Ткачук В.М. Суперсиметрія в квантовій механіці.....	21
Третяк В.І. Проблеми релятивізму і квантова механіка.....	22
Голод П.І. Про 'незбагненну' ефективність математики у квантовій фізиці.....	23
Лукіянець Б.А. Квантова теорія як науковий феномен	25
Репецький С.П., Шатний Т.Д. Електрони і фонони в неупорядкованих структурах.....	26
Петченко О. М., Петченко Г.О. Фононне гальмування дислокацій в кристалах з різною густиною дислокацій.....	27
Рокіцький О., Шендеровський В.. Підручник з фізики для українських гімназій професора Зіновія Храпливого.....	28
Половинко І.І. Особливості викладання університетського курсу “Атомна та ядерна фізика”	30
Лопатинський І. , Габа В. , Рудка М. Модульно-рейтингова система вивчення фізики у "Львівській Політехніці"	31
Данилов А.Б., Новосядлий Б.С. Американські підручники з фізики: аналіз і проблеми перекладу	33
Баракін В.В., Веселков О.Н., Лисенко Р.Б, Слободянюк А.А. Активізація навчальної праці студентів при викладанні курсу фізики.....	35
Пономаренко Л.П., Литвинко А.С. Навчальний курс „Історія розвитку основних фізичних уявлень” як засіб підвищення якості фізичної освіти в технічних університетах.....	37

Ганіткевич М., Никипанчук М. Стандартизація назв хемічних елементів та використання їх в освіті і науці.....	38
Драган Я.П., Сікора Л.С., Яворський Б.І. Концепція сигналу у проблемах новітньої фізичної дидактики.....	40
Дідух Л.Д., Нікіфоров Ю.М., Пундик А.В. Методичне забезпечення курсу фізики при заочній (дистанційній) формі навчання	42
Стендові доповіді.....	45
Тацуняк П.І. Про нелінійну електродинаміку Зіновія Храпливого.....	47
Пляцко Р.М. Високоенергетична діраківська частинка в гравітаційному полі.....	48
Дувір'як А., Даревич Ю. Рівняння типу Брейта у формалізмі редукованої квантової теорії поля.....	49
Мацюк Р.Я. Варіаційне узагальнення вільної релятивістської дзиги.....	51
Яремко Ю.Г. Інтерференція електромагнітних хвиль, які поширюються від двох точкович джерел.....	52
Ваврух М.В., Слободян С.Б. Функціонал густини для моделі надпровідника з виродженою електронною підсистемою.....	54
Стасюк І.В., Мисакович Т.С. Комбінаційне розсіяння світла в локально-ангармонічних кристалічних системах з сильними електронними кореляціями: квантово-статистичний підхід.....	55
Стасюк І.В., Гера О.Б. Термодинаміка асиметричної моделі Хаббарда в теорії динамічного середнього поля.....	57
Швайка А.М., Фаренюк О.Я. Вплив тунельного розщеплення рівнів на електронний спектр псевдоспін-електронної моделі.....	58
Попель О.М., Рац В.О. Модель нейтральної кисневої вакансії в β -кристоболіті.....	59
Овандер Л.Н., Шдура В.А., Заворотнев Ю.У. Застосування методу функцій Гріна до теоретичного опису гіпер-раманівського розсіяння світла.....	61
Левицький Р.Р., Сороков С.І., Вдович А.С. Спінова модель із суттєво короткосяжною конкуруючою взаємодією.....	63
Гуменюк Й.А., Токарчук М.В. Кінетичне рівняння для густих газових сумішей з багатосходиновою міжчастинковою взаємодією.....	64
Дідух В.Д., Москаль Д.М. Фазові переходи у фазах Магнелі ванадію.....	65
Дідух Л.Д., Крамар О.І. Феромагнетизм в двократно орбітально виродженій моделі Габбарда з сильними кореляціями.....	66
Дідух Л.Д., Скоренький Ю.Л., Крамар О.І., Довгоп'ятий Ю.М. Електронна провідність в моделі матеріалу з сильними електронними кореляціями.....	68

Шевчук В.Н., Каюн І.В. Релаксаційні явища та локальні рівні енергії у кристалах $PbWO_4$	70
Петченко О.М., Петченко Г.О. Методика прогнозування температурної поведінки коефіцієнта фонованого гальмування дислокацій у лужно-галоїдних кристалах	72
Аносов М.Д., Аносов Ю.М., Криськов Ц.А. Комплект навчально-наочних посібників для оформлення кабінетів фізики	74
Фуртак Б.Л., Фуртак С.П., Чорній У.С. Порівняльний аналіз змісту сучасних європейських і українських підручників з фізики.....	75
Литвинко А.С. Творчий портрет фізика Т.О.Афанфсьєвої-Еренфест, уродженки Києва...	76
Гривнак Н.І. Про основні історичні відомості з розвитку фізики мікросвіту.....	77
Самборська М.М. Фулерени та фулерити - нова фаза вуглецевих структур. Особливості технології нанотрубок, перспективи їх застосувань.....	78
Августин Р.І., Бачинський Ю.Г., Басістий П.В. До проблеми використання принципу історизму в шкільному курсі фізики.....	79
Авторський показчик.....	80