

І.С. ГАНДЖА, В.А. ШЕНДЕРОВСЬКИЙ, Л.М. БАРАБАШ,
В.В. ГОЖЕНКО, В.В. КРАСНОГОЛОВЕЦЬ, С.Б. ЧЕРНИШУК

Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: gandzha@iop.kiev.ua)

НАУКОВИЙ СПАДОК ПЕТРА ТОМЧУКА В ГАЛУЗІ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ І ФІЗИКИ КОНДЕНСОВАНОГО СТАНУ

УДК 538.9

У роботі розглянуто основні наукові результати видатного українського фізика-теоретика Петра Михайловича Томчука (2.01.1934–7.10.2024). Петро Томчук працював у багатьох напрямках фізики конденсованого стану, таких як фізика напівпровідників, фізика металів, фізика м'якої речовини, нанофізика. У цій оглядовій статті про науковий спадок Петра Томчука головну увагу приділено його дослідженням кінетичних і оптичних явищ у напівпровідниках, транспорту носіїв у напівпровідникових структурах, електрон-ґраткового енергообміну і гарячих електронів у напівпровідниках та острівцевих металевих плівках, оптичних властивостей металевих наночастинок і їхніх ансамблів, рідинних кристалів і колоїдів, а також молекулярних структур з водневими зв'язками.

Ключові слова: теоретична фізика, фізика конденсованого стану, фізика твердого тіла, нанофізика, напівпровідники, гарячі електрони, рідинні кристали, водневі зв'язки, полярон, протонна провідність.

1. Вступ

Петро Михайлович Томчук (2.01.1934–7.10.2024) – видатний український фізик-теоретик, доктор фізико-математичних наук (1973 р.), професор (1980 р.), член-кореспондент НАН України (2000 р.), заслужений діяч науки і техніки України (1997 р.). Він беззаперечно є одним з найвідоміших фізиків-теоретиків України кінця ХХ – початку ХХІ сторіччя в галузі фізики конденсованого стану і фізики твердого тіла. Все своє наукове життя Петро Томчук провів в Інституті фізики Національної академії наук України, де упродовж 50 років очолював відділ теоретичної фізики. Під його керівництвом захищено 7 докторських і 19 кандидатських дисертацій. Про життєвий шлях Петра Томчука можна дізнатися з книги “Кредо життя –

наука” [1], опублікованій до його 80-річчя, і вітальних статей до його 90-річчя [2, 3].

Петро Томчук – випускник фізико-математичного факультету Чернівецького державного університету (1957 р.), де керівником його дипломної роботи був Арнольд Маркович Косевич – відомий фахівець у галузі фізики конденсованого стану. Пізніше (у 2009 р.) П.М. Томчук став почесним доктором цього університету. Керівником кандидатської дисертації Петра Томчука на тему “Питання теорії гарячих електронів у атомарних напівпровідниках” (1962 р.) був Ісак Маркович Дикман, який працював у науковій групі відомого фізика-теоретика Соломона Ісаковича Пекаря – завідувача відділу теоретичної фізики в Інституті фізики на той час. Саме завдяки впливу І.М. Дикмана і С.І. Пекаря – яскравих представників школи теоретичної фізики того часу – був сформований основний напрям наукової діяльності Петра Томчука. Над дослідженням ефектів, пов'язаних із гарячими електронами в різних напівпровідникових і металевих структурах, Петро Томчук працював все своє подальше наукове життя. Його докторська дисертація з назвою “Дослідження з теорії явищ перенесення і колективних процесів у нерів-

Цитування: Ганджа І.С., Шендеровський В.А., Барабаш Л.М., Гоженко В.В., Красноголовец В.В., Чернишук С.Б. Науковий спадок Петра Томчука в галузі теоретичної фізики і фізики конденсованого стану. *Укр. фіз. журн.* **70**, № 10, 653 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

ISSN 2071-0194. *Укр. фіз. журн.* 2025. Т. 70, № 10

новажній напівпровідниковій плазмі” (1972 р.) вже стосувалася кінетичних явищ і флуктуацій у нерівноважних системах – ще однієї теми, яка заклала базис для його подальшої наукової роботи. Пізніше наукові здобутки Петра Томчука були відзначені двома державними преміями в галузі науки і техніки – в 1986 р. у складі авторського колективу за цикл робіт “Розмірні ефекти в малих частинках твердого тіла” і в 1995 р. у складі авторського колективу за цикл праць “Фізичні механізми деградації та шляхи підвищення надійності оптоелектронних приладів”. А за цикл робіт “Гарячі електрони та нові оптичні явища в багатодолинних напівпровідниках та наночастинках” П.М. Томчука, разом з колегами, відзначено премією імені А.Ф. Прихотько Національної академії наук України за 2008 р.

Петра Томчука можна характеризувати як дуже різностороннього фізика-теоретика. Науковій широті досліджень Петра Томчука сприяла різноманітна тематика теоретичних досліджень в Інституті фізики: оптика кристалів, електрон-фононна взаємодія, зонна структура напівпровідників і спінові явища, транспортні процеси, розмірні ефекти, нелінійні ефекти в лазерних полях, акустоелектроніка, напівпровідникові матеріали. Його наукові результати важливі як для фізики напівпровідників і металів, так і для опису фізичних процесів у рідинних кристалах і біологічних молекулярних структурах.

У галузі фізики напівпровідників Петро Томчук (спільно з І.М. Дикманом) вперше розробив теорію розігріву носіїв у напівпровідникових структурах [4–6]. Він також побудував теорію надграток на гарячих електронах у багатодолинних напівпровідниках [7] (спільно з О.О. Чумаком) і розвинув аналітичний метод розрахунку флуктуацій і розсіювання хвиль на них у нерівноважних електрон-фононних системах [8] (спільно з В.А. Шендеровським).

Досліджуючи властивості металевих наночастинок і їхніх ансамблів, Петро Томчук запропонував та обґрунтував концепцію гарячих електронів у металевих наночастинках. На її основі побудовано теорію нелінійних вольт-амперних характеристик, а також теорію електронної і фотонної емісії острівцевих металевих плівок під час протікання струму [9, 10] або лазерному розігріві електронів [11]. П.М. Томчук також розробив теорію

оптоакустичного ефекту в острівцевих металевих плівках, що полягає в генерації звуку металевими острівцями під дією модульованого світлового потоку [12]. Крім того, він побудував теорію оптичного поглинання малими металевими частинками і показав аномально високу чутливість поглинання в інфрачервоному діапазоні до форми наночастинок [13, 14]. На основі цієї теорії встановлено залежність ширини плазмових резонансів від форми металевих наночастинок [15].

У напрямі фізики рідинних кристалів Петро Томчук (спільно з Б.І. Левом) застосував мікроскопічний підхід до теорії рідинних кристалів і показав, як мікроскопічну теорію можна пов’язати з феноменологічною теорією [16]. Він також запропонував (спільно з Є.Д. Білоцьким і Б.І. Левом) орієнтаційний механізм утворення ефективної маси йона в рідинному кристалі, який був підтверджений експериментально [17]. Окрім цього, спільно з Є.Д. Білоцьким, була побудована теорія дисипативних структур, які можуть формуватися в нематичних рідинних кристалах під дією зовнішнього електричного поля [18]. Нарешті, Петро Томчук (спільно з Б.І. Левом) розробив теорію взаємодії макроскопічних частинок, занурених у рідинний кристал, і дослідив можливості створення надмолекулярних структур у системі таких макродомішок [19, 20].

У дослідженнях властивостей молекулярних ланцюжків вкрай важливим результатом є запропонована Петром Томчуком модель протонного полярона для опису провідності ланцюжків водневих зв’язків [21, 22]. Цю модель, зокрема, застосовано для побудови теорії трансмембранного протонного транспорту в біологічних мембранах [23]. Іншим важливим результатом Петра Томчука (отриманим спільно з В.В. Красноголовцем) є теорія квантової тунельної переполаризації в скінчених ланцюжках водневих зв’язків [24].

Якщо підсумовувати наукові здобутки Петра Томчука, то він є співавтором двох монографій [25, 26] і автором або співавтором більше 300 наукових статей [27]. Серед найбільш цитованих робіт Петра Томчука варто відзначити оглядову статтю про емісію електронів і світла з острівцевих металевих плівок й генерацію гарячих електронів у наночастинках, опубліковану в журналі *Physics Reports* [28] у співавторстві з Р.Д. Федоровичем і А.Г. Наумовцем; статті в журналі *Physical Revi-*

ew E про взаємодію сторонніх макрокрапель у нематичному рідинному кристалі та індуковані надмолекулярні структури [20] й про руйнування симетрії і взаємодію колоїдних частинок у нематичних рідинних кристалах [29], у співавторстві з Б.І. Левом та іншими колегами; статті в журналі Physical Review B про розмірні ефекти і вплив форми частинок на поглинання енергії малими металевими частинками [15] і про оптичні й транспортні властивості сфероїдальних металевих наночастинок з урахуванням поверхневих ефектів [30], у співавторстві з М.І. Григорчуком; статтю в журналі Surface Science про електрон-фононну взаємодію й гарячі електрони в малих металевих острівцях [31], у співавторстві з Є.Д. Білоцьким. Варто також згадати оглядову статтю в журналі Advances in Chemical Physics про перенесення протонів і когерентні явища в молекулярних структурах з водневими зв'язками [32], написану спільно з В.В. Красногоровцем і С.П. Лук'янцем.

Основні напрями наукових досліджень Петра Томчука можна тематично розділити на (1) кінетичні й оптичні явища в напівпровідниках, (2) гарячі електрони в острівцевих металевих плівках, (3) оптичні властивості металевих наночастинок і їхніх ансамблів, (4) рідинні кристали й колоїди, (5) молекулярні структури з водневими зв'язками. Відповідно, у подальших розділах цього огляду окремо розглянуто кожен з цих напрямів. Наведено базові положення кожної з обраних тематик, окреслено актуальні задачі й розкрито внесок Петра Томчука. У висновках коротко зазначено перспективи подальших досліджень на основі наукового спадку Петра Томчука.

2. Кінетичні й оптичні явища у напівпровідниках

2.1. Загальні відомості

У другій половині минулого століття у фізиці твердого тіла домінантне місце посіла фізика *напівпровідників* з її різноманітними напрямками, зумовленими широкими можливостями їхнього практичного застосування в техніці. Актуальним стало завдання створення теорії кінетичних ефектів із урахуванням *зонної структури* конкретних напівпровідників і специфіки механізмів розсіювання носіїв з коливаннями ґратки та її дефектами.

Нагадаємо, що електричні й оптичні властивості напівпровідників зумовлені тим, що заповнені електронами стани у валентній зоні відділені від вакантних станів у зоні провідності *забороненою зоною*, в якій немає електронних станів. Ширина забороненої зони (в одиницях енергії) великою мірою визначає електронні властивості того чи іншого напівпровідника. Чим менша ширина забороненої зони, тим легше електрони можуть переходити в зону провідності й тим краще напівпровідник проводить струм з підвищенням температури. Залежно від ширини забороненої зони напівпровідники поділяють на *широкозонні* (вище певної умовної ширини забороненої зони напівпровідникові властивості фактично втрачаються, і такий матеріал класифікують як діелектрик) та *вузькозонні* (які також називають *вузькощільніми*, а в граничному випадку нульової ширини забороненої зони – *безщільніми*). Носіями струму в напівпровідниках є електрони в зоні провідності й дірки у валентній зоні. У чистих напівпровідниках рух електрона в зоні провідності відповідає рух дірки в забороненій зоні. Такий тип провідності має назву *власної*. Домішки і дефекти можуть спричинити появу локальних електронних рівнів у забороненій зоні й відповідно змінювати провідність у бік електронної (напівпровідники *n*-типу, донорні домішки) або діркової (напівпровідники *p*-типу, акцепторні домішки). Структуру зон у напівпровідниках визначає закон дисперсії носіїв струму в них. Енергетичні мінімуми в зоні провідності називають *долинами*, а напівпровідники з кількома такими еквівалентними мінімумами – *багатодолінними* [33, 34].

2.2. Фізична кінетика

Кількісний опис кінетичних явищ у напівпровідниках заснований на застосуванні методів статистичної фізики [25]. Тут основним рівнянням теорії є *кінетичне рівняння Больцмана* [35]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = \mathcal{I}(f), \quad (1)$$

що описує зміну функції розподілу $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ носіїв заряду у фазовому просторі координат \mathbf{r} й імпульсів \mathbf{p} внаслідок руху носіїв (другий доданок), впливу зовнішніх полів (третій доданок) і зіткнень між частинками, які враховано через так званий

інтеграл зіткнень $\mathcal{I}(f)$. Врахування міжелектронної взаємодії, коливань ґратки і різних механізмів розсіювання значно ускладнює отримання розв'язку кінетичного рівняння, яке в загальному випадку є інтегродиференціальним рівнянням. Одним із підходів до розв'язання кінетичного рівняння є застосування варіаційного методу [35].

Петро Томчук був одним із фундаторів застосування варіаційного підходу в кінетичній теорії твердих тіл. У роботі [36] він вперше застосував варіаційний метод розрахунку кінетичних коефіцієнтів в анізотропних конденсованих середовищах. Оригінальність роботи полягала у виборі відповідного функціоналу, екстремальне значення якого збігалось з Джоулевою потужністю, поділеною на електронну температуру. Тому в кристалах з довільною анізотропією розсіювального потенціалу, довільними анізотропним законом дисперсії енергії і статистикою носіїв екстремальне значення функціоналу можна визначити через тензор електропровідності.

Завдяки цьому стало можливим застосувати теорію кінетичних і флуктуаційних процесів у нерівноважних електрон-фононних системах для напівпровідників із різними зонними структурами й домінують роллю міжелектронних взаємодій [37]. Розглянуто різні випадки: напівпровідники з параболічним і ізотропним законом дисперсії енергії носіїв за ізотропних механізмів розсіювання; багатодолінні напівпровідники з еліпсоїдальними ізоенергетичними поверхнями, анізотропним розсіюванням; напівпровідники з непараболічним законом дисперсії та вузькощілинні напівпровідники. Також встановлено залежність кінетичних коефіцієнтів, характеристик флуктуацій та переріз розсіювання хвиль флуктуаціями від ступеня розсіювання носіїв і особливостей зонної структури типових напівпровідників [38]. Отримано узагальнені вирази для електропровідності, ефекту Хола й термоерс, електронної теплопровідності в багатодолінних кремнії і германії, для різних кінетичних коефіцієнтів у напівпровідникових кристалах з низькою симетрією; проведено порівняння з експериментальними даними.

2.3. Гарячі носії та вплив електричного поля

Гарячі носії – це нерівноважні носії струму (електрони й дірки), середня кінетична енергія яких

перевищує рівноважну теплову енергію, що відповідає температурі ґратки. За умови введення у той чи інший спосіб потужності в електронну підсистему відбувається порушення термодинамічної рівноваги між електронною й ґратковою підсистемами. Електрони стають “гарячими”, коли їхня середня енергія більша за рівноважну енергію, що відповідає температурі ґратки. Міра розігріву електронів тим вища, чим вища введена потужність і чим нижча інтенсивність електрон-фононної взаємодії [39]. Розігрів носіїв струму проявляється не лише у відомих кінетичних ефектах, але приводить до появи нових явищ, характерних лише для гарячого стану газу носіїв (ефект Ганна, від’ємний диференційний опір, анізотропія провідності в кубічних кристалах тощо) [40].

Досліджуючи вплив електричного поля на температуру електронів, електропровідність і термоелектронну емісію в атомарних і йонних напівпровідниках, П.М. Томчук (спільно з І.М. Дикманом) вперше знайшов функцію розподілу електронів через розв'язок кінетичного рівняння за наявності електричного поля та враховуючи взаємодію електронів із коливаннями ґратки, домішковими центрами і кулонівську взаємодію між ними [4]. Важливо зазначити, що аналіз літературних даних з теорії гарячих носіїв на той час свідчив, що коректного врахування впливу міжелектронної взаємодії на явища перенесення в жодній з робіт не було. Саме в роботі [4] вперше запропоновано метод розв'язання кінетичного рівняння для знаходження функції розподілу електронів і показано, що за певних умов міжелектронна взаємодія найбільше приводить до максвелівського розподілу з ефективною температурою T , відмінною від температури ґратки. Отримано величину струму провідності залежно від величини електричного поля і параметрів напівпровідника. Оскільки температура T може помітно перевищувати температуру ґратки (що відповідає “розігріву” носіїв), цей ефект особливо сильно позначається на величині термоелектронної емісії (див. також роботи [5, 6]).

У роботі [41] розглянуто випадок сильних електричних полів, коли носії заряду є суттєво нерівноважними і функцію розподілу електронів значною мірою визначає форма зони провідності.

Ще один важливий результат П.М. Томчука (отриманий спільно з В.А. Шендеровським) стосувався дослідження процесів розсіювання і транс-

формації хвиль на флуктуаціях у нерівноважній плазмі напівпровідників з анізотропною енергетичною зоною [8]. Інтенсивність розсіювання хвиль зумовлена як рівнем флуктуацій, так і інтенсивністю надхідної хвилі. Якщо плазма є нерівноважною з високим рівнем флуктуацій, то переріз розсіювання і трансформації хвиль може бути досить великим. У сильних електричних полях плазма твердого тіла може стати суттєво нерівноважною (особливо в матеріалах з високою рухливістю носіїв). До того ж у напівпровідниках із законом дисперсії енергії носіїв, відмінним від ізотропного параболічного, частоти і декременти власних коливань стають залежними від величини і орієнтації зовнішнього електричного поля. Наслідком нерівноважності й анізотропії є виникнення аномально великих флуктуацій на частотах, близьких до власних. Оскільки в нерівноважному випадку величина й характер флуктуацій у напівпровідниковій плазмі суттєво залежать від механізмів розсіювання й форми енергетичних зон, дослідження процесів розсіювання й трансформації хвиль на цих флуктуаціях може давати цінну інформацію як про механізми розсіювання гарячих носіїв, так і про деталі форми енергетичних зон.

В результаті досліджень встановлено, що в нерівноважній плазмі напівпровідника зі складним законом дисперсії носіїв переріз розсіювання (трансформації) хвиль суттєво залежить від форми енергетичних зон і від орієнтації полів. За певних напрямків полів (зовнішнього, надхідної і розсіяної хвилі) переріз розсіювання може сягати аномально великих значень, що пов'язано з появою аномально великих флуктуацій у нерівноважній плазмі за цих орієнтацій полів. Врахування відхилення закону дисперсії енергії від ізотропного параболічного і наявності поля, що розігріває носії, приводить до виникнення специфічного струму, який спричиняє додаткове розсіювання (трансформацію) хвиль (так званий зонно-структурний ефект). Цей додатковий внесок у коефіцієнт розсіювання (трансформації) хвиль може бути помітно більшим за звичайний вклад, пов'язаний тільки з флуктуаціями концентрації носіїв у плазмі. З цієї причини, зокрема, в сильних електричних полях у напівпровідниках типу діркового германію за низьких температур (коли функція розподілу носіїв помітно витягнута вздовж поля) коефіцієнти розсіювання і трансформації будуть різко анізо-

тропними, а для окремих напрямків можуть мати аномально великі значення. Появу аномально великих перерізів розсіювання (з врахуванням їхньої різкої анізотропії) може бути застосовано для перетворення частот за комбінаційного розсіювання хвиль. На важливість цього результату вказано, зокрема, в роботі [42].

Флуктуації струму в напівпровідниках у сильному електричному полі, коли на поведінку електронів починають впливати квантові ефекти, зумовлені розщепленням рівнів внаслідок ефекту Штарка (квантувальне електричне поле), досліджено в роботі [43], яку П.М. Томчук написав спільно з С.С. Рожковим. Відомо, що для систем, які перебувають у термодинамічній рівновазі, справедлива флуктуаційно-дисипативна теорема, згідно з якою задача про флуктуації зводиться до розрахунку лінійного відгуку системи на зовнішню дію. Для нерівноважних систем такої загальної теореми не існує, і в кожному конкретному випадку обчислення флуктуацій вимагає спеціального розгляду [26]. Петро Томчук і його співавтори розвинули теорію флуктуацій для нерівноважних електрон-фононних систем і запропонували метод розрахунку флуктуацій на основі рівняння руху для квантового аналога мікроскопічної функції розподілу. Цей метод дає змогу ввести в рівняння для частини функції розподілу, що флуктує, сторонні джерела флуктуацій без будь-яких додаткових припущень, окрім тих, що використані для отримання відповідних кінетичних рівнянь.

Отже, в роботі [43] розраховано просторово однорідні флуктуації поперечного струму відносно сильного електричного поля. Встановлено, що квантування, зумовлене ефектом Штарка, суттєво змінює характер флуктуацій, інтенсивність яких може значно перевищувати інтенсивність рівноважних флуктуацій. Показано, що такі флуктуації залежать від параметрів розсіювальної системи і ширини забороненої зони. Завдяки цьому можна робити певні висновки про характер дисипації енергії й зонної структури напівпровідника.

2.4. Оптичні явища

Стосовно оптичних явищ у напівпровідниках важливими є дослідження П.М. Томчука (проведені спільно з І.М. Дикманом) з вивчення впливу когерентних світлових пучків на вільні носії [44, 45]. Автори розглянули надґратку, утворену в напів-

провіднику стоячою лазерною хвилею, і дослідили вплив на таку надґратку сталого електричного поля, що розігріває електрони. Особливу увагу приділено врахуванню інтерференції хвиль, що саме і приводить до формування надґратки й також до появи додаткового світлового тиску на електронний газ. У роботі [46] результати узагальнено на випадок, коли напівпровідник з нагрітими сталим електричним полем електронами освітлюють пучком когерентних світлових хвиль. У цьому випадку в напівпровіднику утворюються статична й високочастотна надґратки електронної концентрації, електронної температури й додаткового електричного поля. Ці надґратки є достатньо неінерційними, завдяки чому ними можна керувати прикладним сталим електричним полем.

У роботі [47] отримано систему кінетичних рівнянь, що описує електрон-магнетонну систему ферромагнітного напівпровідника, коли на нього падає декілька когерентних світлових пучків за наявності або відсутності зовнішнього постійного електричного поля. Показано, що в результаті інтерференції когерентних світлових пучків у ферромагнітних напівпровідниках виникають надґратки на нерівноважних електронах і магнетонах.

Варто також згадати ще один принципово важливий результат, який П.М. Томчук отримав спільно з О.О. Чумаком, досліджуючи нелінійне поширення інфрачервоного випромінювання в багатодолинних напівпровідниках [7]. Відомо, що ізоенергетичні поверхні вільних електронів у багатодолинних напівпровідниках типу германію чи кремнію являють собою сильно витягнуті еліпсоїди обертання. Ця обставина часто зумовлює нетривіальну залежність відгуку напівпровідника на зовнішню дію. Оскільки зовнішні сили (магнітне або електричне поле, пружна деформація тощо) в загальному випадку напрямлені під різним кутом до осей еліпсоїдів ізоенергетичних поверхонь, електрони в різних долинах по-різному реагують на цей вплив, і стаціонарний стан системи досягається за неоднакового заповнення носіями різних долин. Розглядаючи взаємодію електронів у багатодолинних напівпровідниках з сильним електромагнітним випромінюванням, фактично потрібно дослідити міждолинний перерозподіл електронів у полі сильної електромагнітної хвилі. У такому разі, окрім того, що буде відбуватися неоднаковий розігрів електронів у різних долинах, вклад

в ефект може давати неоднакове зміщення долин залежно від енергії, обумовлене коливаннями електронів у полі хвилі. Розподіл носіїв між долинами залежатиме від координати, а отже, буде помітний внесок вільних електронів у показник заломлення кристала. Розрахунок кінетичних ефектів зводився до знаходження функцій розподілу електронів, інтеграла міждолинних зіткнень, в яких враховано зміну електронного спектру в полі хвилі. Міждолинний перерозподіл приводить до зміни показника заломлення кристала, так що в ньому буде реалізовуватися надґратка показника заломлення і відбуватиметься самодифракція пучків. Встановлено умови, за яких багатодолинні напівпровідники можуть бути застосовані як нелінійне середовище для динамічної голографії в інфрачервоному діапазоні.

Петро Томчук також побудував теорію поглинання і випромінювання світла вільними електронами в багатодолинних напівпровідниках типу n -Ge і n -Si [48]. Одержано загальні вирази для коефіцієнта поглинання світла вільними носіями й інтенсивності спонтанного випромінювання світла гарячими електронами. Ці вирази залежать від концентрації електронів в окремих долинах та їхніх температур. Враховано анізотропію закону дисперсії й механізмів розсіювання електронів. Розглянуто домішковий і акустичний механізм розсіювання. Встановлено поляризаційну залежність спонтанного випромінювання гарячих електронів.

Поляризаційну залежність спонтанного випромінювання гарячих електронів, пов'язану з їхнім міждолинним перерозподілом у багатодолинних напівпровідниках, також досліджено в статті [49], яку П.М. Томчук опублікував спільно з В.М. Бондарем і О.Г. Сарбеєм. А в роботі [50] розглянуто поляризаційні залежності випромінювання світла вільними електронами в n -Ge за температур рідкого гелію і отримано якісне узгодження чисельних розрахунків з експериментом. У роботі [51] досліджено кутові залежності спонтанного випромінювання гарячих електронів у багатодолинних напівпровідниках на прикладі n -Ge. Показано, що кутова залежність випромінювання у випадку, коли електрони всіх долин мають однакову концентрацію і температуру, пов'язана з порушенням симетрії функції розподілу електронів за енергією.

У роботі [52] кутові залежності випромінювання гарячих електронів досліджено у високочастот-

тному терагерцовому діапазоні у випадку орієнтації електричного поля в напрямку, симетричному щодо розташування долин в *n*-Ge. Вплив анізотропних механізмів розсіювання на поляризаційні залежності терагерцового випромінювання гарячих електронів у цьому ж типі напівпровідників розглянуто в роботі [53]. Показано, що заміна анізотропного механізму розсіювання електронів йонізованими домішками на анізотропний механізм розсіювання їх акустичними фононами веде до заміни максимумів на мінімуми на періодичній поляризаційній кутовій залежності інтенсивності випромінювання гарячих електронів. Проведено зіставлення з дослідом. У статтях [54, 55] досліджено вплив слабого магнітного поля на інтенсивність терагерцового випромінювання гарячих електронів в *n*-Ge.

2.5. Оптоелектроніка

Окремий визначний напрям теоретичних досліджень Петра Томчука в галузі фізики напівпровідників стосувався фізичних механізмів *деградації оптоелектронних приладів*.

У роботі [56], опублікованій групою співавторів за участю П.М. Томчука, досліджено кінетику інжекційно-стимульованого перетворення дефектів у напівпровідникових світлодіодних структурах GaAs:Si¹. Під час інжекції електричного струму в напівпровідник інжектвані носії заряду можуть взаємодіяти з дефектами в напівпровіднику. Ця взаємодія може призводити до трансформації дефектів, що впливає на строк служби оптоелектронних матеріалів та приладів і призводить до їхньої поступової деградації. Автори показали, що немонотонна кінетика зміни ефективності світіння досліджуваних ними структур в умовах інжекції може бути пояснена процесами рекомбінаційно-стимульованого розпаду простих комплексів домішка–власний дефект, подальшою дифузією власних дефектів і їхнього об'єднання в складні багаточастинкові комплекси. Запропоновано теоретичну модель перетворення дефектів в умовах

¹ Ця робота, яка вийшла друком у журналі “Фізика і техніка напівпровідників” у 1989 р., була визнана однією з найкращих робіт з фізики твердого тіла за 1989–1990 роки, опублікованих в цьому журналі, і вміщена до збірки статей, перевиданих англійською мовою міжнародним видавництвом World Scientific [57].

інжекції, що дозволяє описати немонотонну зміну інтенсивності світіння світлодіодної структури.

Деградація оптоелектронних матеріалів також можлива внаслідок дії імпульсного лазерного опромінення. В роботах [58, 59], опублікованих за співавторства Петра Томчука, показано, що зниження порогу міцності оптично прозорих матеріалів за багаторазового лазерного опромінення може бути зумовлене тепловою дифузією локально нагрітих лазером неоднорідностей матеріалу. Збільшення радіуса неоднорідності призводить до ще більшого нагрівання (ефект накопичення) та теплових деформацій ділянки матеріалу поблизу неоднорідності. Локальне нагрівання неоднорідності відбувається внаслідок рекомбінації фотозбуджених нерівноважних носіїв заряду в матеріалі.

За внесок у теоретичні дослідження фізичних механізмів деградації оптоелектронних приладів Петра Томчука у складі авторського колективу відзначено Державною премією України в галузі науки і техніки (1995 р.). Ця відзнака є справедливим визнанням того значного внеску, який він зробив у розвиток фізики напівпровідників.

3. Гарячі електрони в острівцевих металевих плівках

3.1. Острівцеві металеві плівки

Острівцеві плівки – це системи малих (нанорозмірних) металевих частинок на діелектричній підкладці, що не контактують одна з одною. Малі металеві частинки, що перебувають у тісному тепловому контакті з підкладкою, можуть витримувати без руйнування великі потоки потужності. Ця їхня властивість, у поєднанні з послабленням інтенсивності електрон-фононної взаємодії зі зменшенням розмірів частинок, дає змогу розігріти електронний газ малих металевих частинок – отримати *гарячі електрони*. Поява гарячих електронів (під час пропускання струму або лазерного опромінення) обумовлює електронну емісію й світіння таких плівок [60].

Властивості острівцевих металевих плівок суттєво відрізняються від властивостей масивних металів і навіть суцільних металевих плівок. Це зумовлено їхньою нанорозмірністю і дискретною структурою. Найбільші зусилля у дослідженні таких фізичних об'єктів були спрямовані на опис механізму електропровідності і природи аномальних

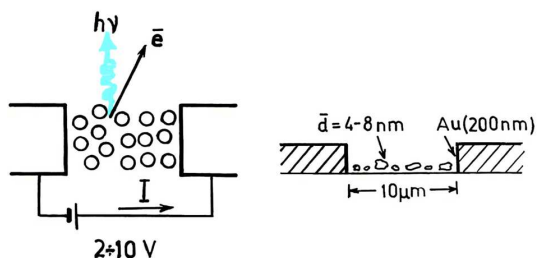


Рис. 1. Електронна і фотонна емісія з острівцевої металевої плівки під дією електричного струму (намальована від руки ілюстрація Петра Томчука)

оптичних властивостей [28]. Саме Петро Томчук, застосувавши теорію гарячих електронів, зумів дати блискуче теоретичне пояснення спостережуваних експериментальних даних.

3.2. Електронна і фотонна емісія під дією електричного струму

Все розпочалося з відкриття в Інституті фізики у 1963 р. П.Г. Борзяком, О.Г. Сарбеєм і Р.Д. Федоровичем явища *електронної емісії* і *світіння* острівцевих металевих плівок під час пропускання крізь них *електричного струму*, про що автори повідомили в опублікованій у 1965 р. роботі [61]. Вони виявили, що за умови прикладання напруги в кілька десятків вольтів лише у плівках, що мають острівцеву структуру, починають світитися окремі точки. Світіння цих точок мало різноманітне забарвлення: від червоного до блакитного. Зіставляючи сумарний спектр випромінювання від усіх центрів світіння зі спектром випромінювання лампи розжарювання, автори вказали, що випромінювання плівки найпевніше має нетемпературний характер. Подальші дослідження зводилися до докладнішого з'ясування природи світіння у вищезгаданому явищі. Випромінювання з плівки у вакуумі проявляється за таких напруг, коли починається відхилення від лінійності вольт-амперної характеристики струму провідності з одночасним виникненням електронної емісії [62].

Після відкриття електронної емісії і світіння острівцевих металевих плівок П.Г. Борзяк звернувся до П.М. Томчука з проханням розробити теорію цих спостережуваних явищ. Застосувавши свою наукову інтуїцію, Петро Томчук сформулював ідею, що емісія електронів і фотонів з острівцевих металевих плівок може бути пов'язана з на-

явністю металевих острівців нанометрового розміру в центрах емісії (рис. 1). Він вперше теоретично показав, що в наночастинках, розмір яких менший за довжину вільного пробігу електронів у металі, різко слабшає енергообмін між електронами і атомною ґраткою, адже електрони розсіюються переважно поверхнею наночастинок. Завдяки цьому стає можливим розігрів електронного газу до температури, що набагато перевищує температуру ґратки. Отже, у вакуум емітуються гарячі електрони, хоча самі наноострівці залишаються не розігрітими. Так забезпечується тривала робота острівцевих металічних плівкових емітерів без руйнування самої плівки [63]. Обґрунтування концепції гарячих електронів в острівцевих металевих плівках і спостережуваної за цих умов нелінійності вольт-амперних характеристик П.М. Томчук дав у 1966 р. в опублікованих спільно з Р.Д. Федоровичем роботах [9, 10]. Пізніше експериментальні і теоретичні результати з емісії гарячих електронів з острівцевих металевих плівок були викладені в спільній роботі П.Г. Борзяка і П.М. Томчука [64].

У подальших роботах Петро Томчук деталізував запропоновану ним теорію, яку він підсумував в опублікованому в 1987 р. препринті Інституту фізики [65]. Він показав, що у разі введення потужності в електронну підсистему, що взаємодіє з коливаннями ґратки, може відбуватися порушення термодинамічної рівноваги між електронами й фононами, тобто електронна підсистема стає "гарячішою". Ступінь порушення термодинамічної рівноваги залежить від величини потужності й сили електрон-фононої взаємодії. За слабкої електрон-фононої взаємодії на початковому етапі введення потужності (завдяки відносно невеликій теплоємності електронної підсистеми у порівнянні з фононами) відбувається швидкий розігрів електронів, який супроводжується зростанням потужності, що відводиться від електронів до фононів. У разі подальшого стаціонарного введення потужності електронна підсистема або виходить на стаціонарний (але нерівноважний) стан, або перебуває у квазістаціонарному стані. Це залежить від того, що відбувається з фононною підсистемою. У масивних металах концентрація електронів висока, тому введена потужність, що припадає на один електрон, необхідна для розігріву підсистеми до заданої температури, значно перевищує потужність у напівпровідниках. Це спричиняє швид-

кий розігрів услід за електронною і фононною підсистемами. Як наслідок, метал плавиться. Тому в металах гарячі електрони можна було спостерігати лише в початковий момент за умови подавання коротких, але потужних світлових імпульсів.

Зовсім інша ситуація виникає в острівцевих металевих плівках, де концентрація електронів хоч і велика, але зосереджена в малих об'ємах острівців. Острівець малого радіуса здатен витримати без руйнації питомі потужності, значно більші за ті, які витримує масивний метал. Якщо ж розміри острівців менші за довжину вільного пробігу електрона, відбувається ще й зміна механізму поглинання електронним газом електромагнітного випромінювання. У таких острівцях питома потужність електромагнітного випромінювання в інфрачервоному діапазоні може за певної структури плівки на декілька порядків перевищувати питому потужність, що поглинає масивний метал. Все це, плюс деяке послаблення електрон-фононного зв'язку в малих острівцях, сприяє появі в острівцевих металевих плівках гарячих електронів за відносно невеликих густин потоку, що падає на плівку. Гарячі ж електрони зумовлюють емісію електронів з таких плівок та світіння в широкому діапазоні частот.

3.3. Електронна і фотонна емісія під дією лазерного випромінювання

Електронну і фотонну емісію з острівцевих плівок, напилених на діелектричну підкладку, спостерігали також під дією лазерного випромінювання [66, 67]. Для експерименту обрали острівцеві плівки золота і міді, оскільки для них найбільш повно були вивчені емісійні явища під час проходження електричного струму. Для того, щоб обмежити вклад багатоквантового ефекту, автори використали лазер CO₂ з довжиною хвилі 10,6 мкм, яка лежить в інфрачервоному діапазоні (рис. 2). Електронна і фотонна емісія в острівцях виникала у разі дії потоків імпульсного випромінювання від $5 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^6$ Вт/см² і тривалості імпульсу 10^{-6} с. В суцільних плівках, виготовлених з того ж матеріалу, за тих самих умов лазерного опромінення подібних емісійних явищ не спостерігали.

Таку електронну емісію з острівцевих плівок не можна пояснити ані одноквантовим фотоефектом (бо квант енергії лазера був на порядок меншим

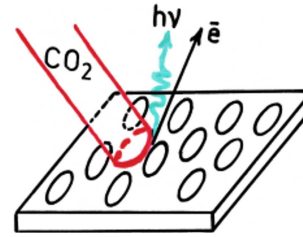


Рис. 2. Електронна і фотонна емісія з острівцевої металевої плівки під дією випромінювання лазера CO₂ з довжиною хвилі 10,6 мкм (намальована від руки ілюстрація Петра Томчука)

за роботу виходу електрона), ані багатоквантовим процесом (оскільки ймовірність нелінійного ефекту високого порядку незначна для застосованих в експерименті потужностей). До того ж форма імпульсу електронної емісії була близькою до форми лазерного імпульсу, тобто емісія була майже стаціонарною (імпульс був на порядок довшим за всі характерні часи релаксації). Під час спостереження емісії електронів руйнування структури плівки не відбувалося. Петро Томчук, долучений до пояснення експериментальних даних, припустив, що спостережувану емісію електронів і фотонів з острівцевих плівок під дією лазера можна пояснити розігрівом електронів, як і у випадку розігріву струмом [67].

Теоретичне пояснення можливості розігріву електронів в острівцевих металевих плівках під дією лазерного випромінювання Петро Томчук дав у роботі [11] (ця теорія отримала подальший розвиток у роботах [31, 68, 69]). Для цього він запропонував теплову модель електрон-фононної взаємодії в острівцевих металевих плівках. Потужність, яку подають на електронну підсистему металевого острівця (лазером або струмом чи електронним пучком), далі переходить до фононної системи завдяки електрон-фононній взаємодії, а потім переноситься на підкладку. Система рівнянь, що описує часову зміну електронної і фононної температур, має вигляд

$$\begin{aligned} \partial_t(C_e T_e) &= \text{div}(K_e \nabla T_e) - \alpha(T_e - T) + Q, \\ \partial_t(CT) &= \text{div}(K \nabla T) + \alpha(T_e - T). \end{aligned} \quad (2)$$

Тут C_e і C – відповідно теплоємності електронів і фононів, K_e і K – коефіцієнти теплопровідності електронів і фононів, Q – питома потужність, яку поглинає острівець. Коефіцієнт α описує електрон-

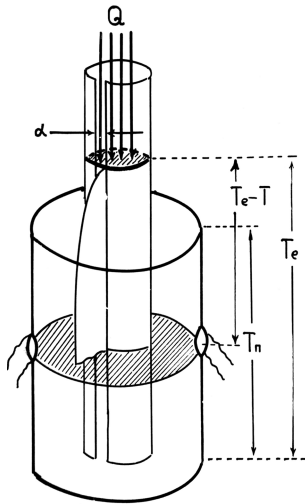


Рис. 3. Графічна модель, запропонована Петром Томчуком для пояснення явища розігріву електронного газу в маленькому металевому острівці (частинці) на підкладці. Вузька посудина відповідає за електронний газ, а широка – за фононну підсистему

фононну взаємодію, а добуток $\alpha(T_e - T)$ визначає потужність, яку електрони передають фононам (тут різницю температур $T_e - T$ вважають малою). Ці рівняння потрібно доповнити граничними умовами, які описують процес теплопередачі від металевого острівця до підкладки.

Для аналізу цієї системи рівнянь Петро Томчук запропонував графічну модель сполучених посудин, що ілюструє перенесення енергії між електронною і фононною підсистемами та нерівноважний нагрів електронного газу в малому острівці на підкладці. Модель містить дві вкладені одна в одну сполучені циліндричні посудини (рис. 3). Вузька посудина відповідає за електронний газ, а широка – за фононну підсистему (ґратку). Посудини мають поперечні перерізи, пропорційні теплоємностям C_e і C . Висота рідини у вузькій посудині відповідає значенню електронної температури (T_e), а висота рідини у широкій посудині – значенню фононної температури (T). Висота широкій посудини відповідає температурі плавлення ґратки (T_n). Вузька посудина вставлена в широкую та швидко наповнюється рідиною, що відповідає швидкому зростанню температури в ній. Вузька посудина має щілину, що імітує взаємодію електронної і фононної підсистем. Ширину цієї щілини визначає коефіцієнт електрон-фононної взаємодії α , а її вузькість демонструє, що енергообмін між електронами і фононами є переважно слабким. Аналогічно отвори в широкій посудині моделюють взаємодію з підкладкою, а саме: інтенсивність теплообміну між острівцевою ґраткою та підкладкою. Рідину подають у вузьку посудину (доданок Q у рівнянні), що відповідає передаванню теплової потужності до електронної підсистеми. Чим вузьча щілина у вузькій посудині (чим менший коефіцієнт електрон-фононної взаємодії α), тим менше рідини потрапляє за одиницю часу в широкую посудину. Рівень рідини в широкій посудині стабілізується завдяки витіканню рідини з неї, що імітує тепловий контакт між острівцем і підкладкою. Завдяки цьому фононна температура зберігається на такому рівні, щоб матеріал підкладки не зазнав руйнувань. До того ж теплова стійкість малих металевих острівців на теплопровідній підкладці може бути значно вищою, якщо потужність Q подають в імпульсному режимі.

Питома теплоємність електронної підсистеми (C_e) значно менша, ніж у фононної (C). Тому характерний час релаксації для електронної температури $\tau_e \approx C_e/\alpha$, порядок величини якого за оцінками становить 1 пс, значно менший за відповідний час для фононів, порядок величини якого становить 100 пс. З цієї причини температура фононів не може суттєво змінитися за час $t < \tau_e$, і впродовж цього часу електрони поводяться так, ніби вони термічно ізольовані. А за умови досягнення квазірівноважного стану за проміжок часу порядку τ_e різниця між електронною і фононною температурами стабілізується (скільки рідини втікає у вузьку посудину, стільки витікає з широкої) і стає рівною

Зроблені П.М. Томчуком теоретичні оцінки електронної температури T_e дають значення порядку 10^3 К, тоді як ґратка залишається майже не розігрітою ($T \approx 10^2$ К). Це збігається з експериментальними даними [28, 70]. У цьому разі струм термоелектронної емісії можна визначити за відомою формулою Річардсона

$$T_e - T \approx Q/\alpha. \quad (3)$$

де φ – робота виходу електрона з острівця.

$$I_e \sim \exp\left(-\frac{\varphi}{kT_e}\right), \quad (4)$$

де φ – робота виходу електрона з острівця.

Суттєва відмінність острівцевих плівок у порівнянні із суцільними плівками, а надто з масивними металами, проявляється на етапі перерозподілу енергії між електронним газом (електронна підсистема), металевою ґраткою (фононна підсистема) і діелектричною підкладкою. Потік енергії від електронів до ґратки зростає зі збільшенням різниці температур $T_e - T$, але з ростом температури ґратки починається інтенсивне відведення енергії в підкладку (що розподіляється на великий об'єм), чого немає в масивному металі.

За характером відведення тепла в підкладку острівцева плівка принципово відрізняється від суцільної. Так, у металевих острівцях з розміром, меншим за критичний, немає енергетичних втрат, пов'язаних з генерацією повздовжніх акустичних хвиль на кшталт черенковського випромінювання, про що детально вказано в роботах П.М. Томчука [71, 72], написаних спільно з Є.Д. Білоцьким. Черенковське випромінювання акустичних хвиль є основним каналом енергетичних втрат гарячими електронами в масивних металах. Через брак таких втрат в острівцевих металевих плівках розігрів електронів може відбуватися за менших введених потужностей. Теоретичні оцінки, представлені в роботах [73, 74], показують, що електрон-фононний енергообмін у системі малих металевих частинок, таких як металеві острівці в плівці, на два порядки слабший, ніж у масивних металах. Цей результат також підтверджено експериментально [75].

Отже, Петро Томчук показав, що електронна і фотонна емісія в острівцевій металевій плівці у випадку розігріву струмом чи лазерним опроміненням мають однакову природу. Різниця полягає лише в механізмах введення потужності. У випадку пропускання струму гарячі електрони виникають завдяки великим густинам струму (вздовж ліній струму) і деякого послаблення електрон-фононної взаємодії. У випадку лазерного імпульсного опромінення потужність вводиться лише в електронну підсистему острівця, і електронна температура практично безінерційно зростає слідом за густиною потужності опромінення, що приводить до розігріву електронного газу і емісії гарячих електронів.

Пізніше емісію електронів з острівцевих плівок, отриманих напыленням наночастинок срібла і золота, також зафіксовано під час опроміню-

вання плівки фемтосекундним лазером, а теорія П.М. Томчука знайшла своє застосування для пояснення і цього експерименту [76].

3.4. Оптоакустичний ефект

Окрім теорії, що пояснює емісію електронів і фотонів з острівцевих металевих плівок, Петро Томчук також побудував теорію генерації звуку острівцевою металевою плівкою під дією модульованого світлового (лазерного) потоку [12]. Цей ефект отримав назву *оптоакустичного*. Коли температура електронів T_e значно перевищує температуру ґратки, електрони створюють додатковий тиск на поверхню металевої частинки, деформуючи її (можлива навіть руйнація частинки). Додатковий електронний тиск, а також тепловий потік від гарячих електронів можуть генерувати акустичні хвилі, що поширюються в діелектричній підкладці. У разі модуляції електронної температури, яка відбувається внаслідок дії модульованого лазерного потоку на острівцеву плівку, додатковий електронний тиск спричиняє коливання поверхні металевого острівця (частинки), але не його руйнацію, як може бути у випадку немодульованого потоку. Характерним для цього механізму генерації звуку є поява подвійної гармоніки та квадратична залежність амплітуди звукової хвилі від інтенсивності світлового потоку. Показово, що форма акустичної хвилі не залежить від форми острівців, а от переріз поглинання світла може залежати дуже сильно і змінюватися на кілька порядків. У цьому разі острівцева металева плівка здатна поглинати світло значно ефективніше, ніж суцільна.

У роботі [77] теорію оптоакустичного ефекту розвинуто для випадку лазерного опромінення ультракороткого (фемтосекундного) діапазону і в більш загальній постановці, в якій розглянуто систему металевих наночастинок, вміщених у діелектричну матрицю. В роботах [78, 79] розглянуто дію лазерного опромінення на металеві нанокластери в діелектричній матриці. Поглинута кластерами енергія поширюється у вигляді тепла в діелектричній матриці і генерує в ній згідно з термодформаційним механізмом звукові хвилі. Автори виявили високу чутливість амплітуди звукової хвилі до форми металевих кластерів, а також таких параметрів лазерного випромінювання, як частота, поляризація, інтенсивність. Вони детально

дослідили поведінку амплітуди звукових коливань в області збудження *поверхневих плазмонів*². Знайдено, що ця амплітуда під час поглинання світла дискретною металевою плівкою (системою кластерів у матриці) в області плазмонних резонансів може на кілька порядків перевищувати відповідну амплітуду під час поглинання суцільною металевою плівкою.

3.5. Розмірні ефекти

Остання серія робіт Петра Томчука зі співавторами з теорії гарячих електронів в острівцевих металевих плівках, які, по суті, є ансамблем металевих наночастинок у діелектричній матриці, пов'язана з дослідженням розмірних ефектів у таких системах [81–84].

У статті [81], яка є розвитком робіт [71, 72], показано, що зі зменшенням розміру металевих частинок (острівців) інтенсивність об'ємного електрон-граткового енергообміну, пов'язаного з черенковським механізмом генерації звуку, зменшується й прямує до нуля за певних розмірів частинки. Отримано вираз для енергії, яку електрон втрачає за одиницю часу, щоб ініціювати акустичні коливання в ґратці. У роботі [82] розглянуто дві складові електрон-фононного енергообміну в металевих наоострівцях – об'ємну і поверхневу. Встановлено, що об'ємний енергообмін демонструє немонотонні коливання залежно від розміру частинок. Амплітуда таких коливань збільшується зі зменшенням розміру частинки, доки розмір частинок не досягне критичного значення. Нижче цього значення коливання зникають, об'ємний енергообмін припиняється, і залишається лише поверхневий механізм енергообміну. Підтверджено, що існує інтервал розмірів частинок із загальним енергообміном на кілька порядків меншим, ніж у масивних об'ємних металах.

У роботі [83] встановлено, що для певних розмірів частинок (які названо “магічними”) електрон-гратковий енергообмін суттєво залежить від електронної температури. А в роботі [84] досліджено, як розмірні залежності електрон-граткового енергообміну впливають на температуру гарячих еле-

ктронів у разі наближення системи до критичних розмірів. Виявлено високу чутливість електронної температури до розмірів металевої наночастинки в околі критичних значень. Наведено результати обчислювальних експериментів, які підтверджують основні положення теорії.

4. Оптичні властивості металевих наночастинок і їхніх ансамблів

4.1. Загальні положення

В останні кілька десятиліть значного розвитку зазнала фізика *металевих наночастинок*. Це пов'язано з тим, що саме в системах таких частинок проявились так звані плазмові резонанси (зокрема, у видимому діапазоні), пов'язані з колективним рухом електронів провідності [85]. Вивчення фізичних властивостей металевих наночастинок є актуальним для широкого кола задач, що становлять не лише суто академічний, але й практичний інтерес — наприклад, у дослідженнях колоїдних розчинів металів, для розробки фарб з тонкодисперсними металевими частинками, для проектування оптичних метаматеріалів з нанорозмірними металевими включеннями тощо [86].

Дослідження оптичних властивостей малих металевих частинок мають вже більш як столітню історію. Однією з віх цієї історії є класична стаття Густава Мі 1908 р. “Внесок в оптику каламутних середовищ, особливо колоїдних розчинів металів” [87], в якій викладено розв'язок задачі про розсіювання плоскої електромагнітної хвилі однорідною частинкою сферичної форми. Одержані Г. Мі результати досі становлять теоретичну основу для опису і аналізу оптичних властивостей частинок різних розмірів (як малих, так і порівняних з довжиною надхідної світлової хвилі).

Петро Томчук спочатку розглядав малі металеві частинки у своїх роботах з фізики острівцевих металевих плівок як структурні елементи таких плівок, як зазначено в попередньому розділі. Пізніше, в 1990-ті роки, він перейшов до розгляду ізольованих наночастинок та їхніх ансамблів, як окремого об'єкта досліджень безвідносно до проблематики острівцевих плівок. У роботах Петра Томчука і його співавторів щодо оптичних властивостей металевих наночастинок, опублікованих упродовж останніх трьох десятиліть, проаналізовано ефекти, які раніше мало досліджували або ж взагалі не вивчали.

² Нагадаймо, що *поверхневі плазмони* є колективними коливаннями електронної плазми металів, що збуджуються поблизу поверхні металів надхідною зовнішньою електромагнітною хвилею [80].

В основі вибору напряму досліджень для цього циклу робіт лежала ідея про те, що характер взаємодії світла з металевими частинками якісно змінюється щоразу, як тільки два (або більше) характерні розміри – наприклад, довжина надхідної хвилі, розмір частинки, довжина вільного пробігу електронів провідності в матеріалі частинки або довжина їхньої хвилі де Бройля, глибина скіншару – стають однаковими або порівняними. Петро Томчук не лише встановив межі застосовності теорії Мі, а й отримав деякі нові результати в задачі про розсіювання і поглинання світла малими металевими частинками. Подамо найбільш вагомий з одержаних П.М. Томчуком результатів за цим напрямом.

4.2. Сфероїдальні металеві наночастинки

У роботах [13, 14] розглянуто поглинання світла металевими наночастинками, що мають форму еліпсоїдів обертання (витягнутих або сплюснутих; частинним випадком є частинки сферичної форми)³. Такі частинки також називають *сфероїдальними* або *сфероїдними*. Враховано як електричну складову поглинання (обумовлену струмами всередині частинки, які безпосередньо збуджує електричне поле надхідної хвилі), так і магнітну складову (обумовлену струмами Фуко, наведеними осцилюючим магнітним полем хвилі). Зроблені оцінки свідчать про те, що магнітна складову поглинання може бути суттєвою для наночастинок навіть за цілком стандартних (не екзотичних) умов. Так, для сферичних частинок золота діаметром 60 нм на частоті випромінювання CO₂-лазера магнітне поглинання виявляється вдвічі більшим за електричне. У випадку витягнутих або сплюснутих частинок співвідношення між двома механізмами поглинання стає залежним ще й від поляризації надхідної хвилі відносно напрямку осей еліпсоїда.

У цих роботах залежність сумарного поглинання від розміру наночастинок проаналізовано за допомогою кінетичного рівняння для функції розподілу електронів провідності еліпсоїдальних наночастинок за швидкостями в зовнішньому еле-

ктромагнітному полі. Досліджено обидва можливі випадки співвідношення між довжиною l вільного пробігу електронів всередині частинки і розміром d частинки: $l < d$ і $l > d$. Показано, що для металевих еліпсоїдальних наночастинок зміна їхньої форми приводить до зміни як сумарного поглинання, так і співвідношення між електричним і магнітним поглинанням на декілька порядків. Для випадку частинок, менших за довжину вільного пробігу електронів, вперше одержано аналітичні вирази для електричної й магнітної складових поглинання, а також для компонент тензора електропровідності частинок.

Пізніше ці результати отримали розвиток у дослідженнях оптичного поглинання металеві наночастинки в області частот поблизу плазмових резонансів частинки [15]. Для частинок, що є еліпсоїдами з різною величиною всіх трьох осей, одержано вирази для електричної складової поглинання через коефіцієнти деполяризації і компоненти тензора оптичної електропровідності частинки.

Подальші дослідження стосувалися також оптичного поглинання сфероїдальними частинками ультракоротких лазерних імпульсів [89, 90], що є актуальним для експериментального вивчення фемтосекундної динаміки електронного газу в наночастинках. У цій задачі, окрім геометричних параметрів самих частинок, з'являються нові параметри, від яких залежить оптичне поглинання частинками – несна частота, тривалість і потужність лазерного імпульсу. Автори розглянули випадки, коли несна частота імпульсу збігається з частотою поверхневих плазмонів частинок, є більшою або меншою за неї. Одержано аналітичні вирази для коефіцієнтів поглинання світла частинками залежно від вихідних параметрів задачі. Показано, зокрема, що ефективного поглинання світла у випадку сильно витягнутих або сплюснутих частинок можна досягти на несній частоті імпульсу, яка є близькою до частоти одного з двох плазмових резонансів таких частинок, або за умови спектрально широкого імпульсу, частота якого “накриває” обидва піки плазмового резонансу. Взаємодію малих сфероїдальних металевих частинок з подвійними ультракороткими лазерними імпульсами розглянуто в роботі [91]. Показано, що в цьому випадку розсіяна частинками енергія проявляє коливальну поведінку зі зміною часової затримки між імпульсами.

³ Деякі ідеї цих робіт також викладено у статті [88], опублікованій раніше за роботи [13, 14]. Крім того, варто зазначити, що статтю [14] написано у співавторстві з сином П.М. Томчука Богданом, і це єдина їхня спільна робота.

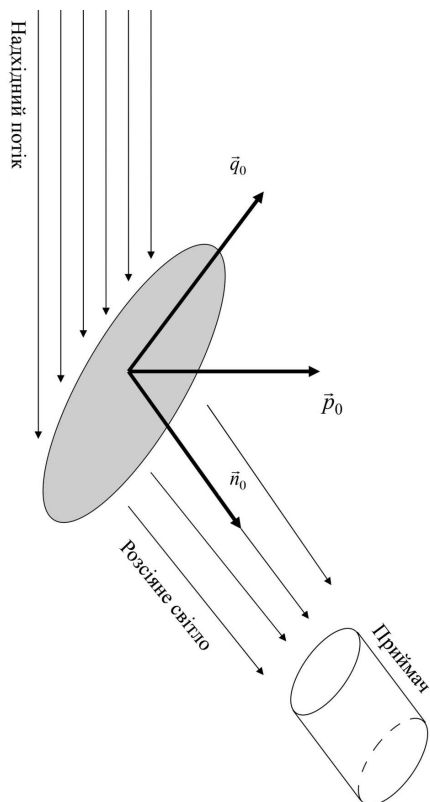


Рис. 4. Використана Петром Томчуком схема розсіювання малою сфероїдальною частинкою електромагнітної хвилі для аналізу впливу форми частинки на переріз розсіювання: вектор \mathbf{n}_0 визначає напрямок спостереження, вектор \mathbf{p}_0 задає поляризацію вихідного світлового потоку, вектор \mathbf{q}_0 задає орієнтацію осі симетрії сфероїда (репродукція рисунку з роботи [92])

У роботі [30] детально проаналізовано поведінку оптичних і транспортних властивостей (а саме показника заломлення та електропровідності) металевих наночастинок сфероїдної форми в широкому інтервалі зміни вихідних параметрів задачі – частоти надхідної хвилі, розміру частинки і співвідношення між величиною її осей, орієнтації частинки відносно напрямку вектора електричного поля хвилі. Зокрема, на основі аналізу кінетичного рівняння показано, що у разі зменшення розміру наночастинок до величини довжини вільного пробігу електронів і нижче, зіткнення електронів частинки з її стінками починає відігравати вирішальну роль. Це спричиняє суттєву зміну (до двох порядків) оптичних і транспортних властивостей наночастинок порівняно зі значеннями, які розра-

ховують на основі величин дійсної і уявної частин діелектричної проникності матеріалу частинки за класичною теорією Друде–Зоммерфельда:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + \nu^2} + i\frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + \nu^2}. \quad (5)$$

Тут ω – частота надхідної хвилі, ω_{pl} – плазмова частота матеріалу частинки, яку визначають за формулою

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}, \quad (6)$$

де n – концентрація електронів провідності в матеріалі, e та m – заряд і маса електрона, ν – частота зіткнень електронів в об’ємі частинки (ν^{-1} є часом релаксації електронів провідності в об’ємному матеріалі частинки). Уявна частина ϵ пов’язана з електропровідністю σ матеріалу частинки у відомий спосіб:

$$\epsilon''(\omega) = \frac{4\pi}{\omega} \sigma(\omega). \quad (7)$$

Цей зв’язок, як показано в роботі [30], порушений для частинки, розмір яких є порівняним або меншим за довжину вільного пробігу електронів у частинці – він стає залежним від розміру частинки, а також від орієнтації векторів напруженості електричного й магнітного полів надхідної хвилі відносно осі симетрії частинки. Отже, величини ϵ'' і σ стають тензорами, для яких отримано аналітичні вирази для деяких граничних випадків.

Тензорний характер оптичної провідності Петро Томчук використав у роботі [92] для подальшого розвитку теорії розсіювання світла еліпсоїдальними металевими наночастинами у випадку, коли розміри частинки менші за довжину вільного пробігу електрона у частинці, а також значно менші за довжину електромагнітної хвилі. Кутову залежність інтенсивності розсіяного сфероїдальною частинкою світла визначає взаємна орієнтація вектора поляризації вихідного світлового потоку, осі симетрії сфероїда і напрямку спостереження (рис. 4). З урахуванням цієї кутової залежності П.М. Томчук отримав аналітичний вираз для перерізу розсіювання світла металевою частинкою сфероїдальної форми, в якому враховано не лише вплив форми частинки на частоти плазмових резонансів, але і вплив цієї форми на півширини

плазмових резонансів. Показано, що цей вплив є принципово важливим і не зводиться до малих поправок відомих результатів для сферичної частинки. У роботі [93] теорію узагальнено на випадок ансамблів хаотично орієнтованих у просторі наносфероїдів.

4.3. Ультрамалі металеві наночастинки і ансамблі наночастинок

Нелокальні ефекти, які можна спостерігати в надзвичайно малих (або по-іншому ультрамалих) металевих наночастинок (розміром 10 нм і менше), досліджено в роботі [94]. Тут розглянуто найпростіший випадок сферичної частинки і в межах кінетичного підходу показано, що індукований полем зовнішньої хвилі струм залежить від просторових похідних локального поля всередині частинки. Існування такої залежності можна пояснити великим внеском поверхні частинки в розсіювання її вільних електронів у випадку, коли розмір частинки є суттєво меншим за довжину вільного пробігу електронів. Це тягне за собою нелокальність зв'язку між густиною струму і електричним полем всередині частинки,

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{j}^{(\text{loc})} + \mathbf{j}^{(\text{nl})} = \sigma(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \mathbf{j}^{(\text{nl})}, \quad (8)$$

що означає порушення закону Ома та потребує нелокальної модифікації теорії Мі. Нелокальний доданок $\mathbf{j}^{(\text{nl})}$ є функцією похідних від абсолютної величини вектора \mathbf{E} в напрямку швидкості електрона й латеральному напрямку. В цитованій роботі проаналізовано залежність нелокального внеску від частоти надхідної хвилі і розміру частинки.

У роботі [95] проблему обчислення оптичних властивостей надзвичайно малих металевих частинок сформульовано в термінах інтегрального рівняння для електричного поля всередині частинки. Знайдено наближені аналітичні розв'язки зазначеного рівняння для випадку сферичних і еліпсоїдальних частинок за умови нехтування неоднорідністю поля всередині частинок. У разі ж врахування неоднорідності розв'язки рівняння знайдено чисельними методами. Отримані результати узгоджуються з відомими експериментальними даними для оптичних властивостей металевих нанокластерів.

Оптичні властивості систем (ансамблів) металевих наночастинок розглянуто в роботах [96, 97].

Досліджено випадок систем сфероїдних частинок, хаотично розташованих у діелектричній матриці за умови, що всі частинки мають один і той самий об'єм, але різну форму. Функцію розподілу частинок задано через параметр форми частинок, за який обрано ексцентриситет твірного еліпса. Водночас розмір частинок (найбільший з двох розмірів будь-якої частинки в системі) був обмежений так, щоб він був меншим за довжину вільного пробігу електронів. Коефіцієнти поглинання і розсіювання світла системою частинок розраховано як середні за ансамблем відповідних коефіцієнтів для окремих частинок. Чисельно розраховані оптичні спектри розглядуваної системи частинок мають особливості, характерні й для експериментально виміряних спектрів – зокрема, наявність двох піків плазмових резонансів у системах еліпсоїдів обертання.

4.4. Прикінцеві положення розділу

У роботі [98] в межах кінетичного підходу досліджено вплив магнітного дипольного моменту асиметричної металеві наночастинки на розсіювання електромагнітного випромінювання. Показано, що в діапазоні частот, далеких від плазмових резонансів, внесок магнітного моменту в розсіювання є одного порядку величини з електричним, причому відношення перерізів магнітного розсіювання до електричного стає максимальним, коли частинка має форму сфери. У роботі [99] досліджено залежність магнітного поглинання сфероїдальних металевих наночастинок від відношення радіусів їхньої кривизни, а також залежність від кута між віссю симетрії сфероїда і вектором магнітного поля електромагнітної хвилі. Цікавим результатом цього дослідження є зростання поглинання енергії сфероїдальною наночастиною у міру зростання її дископодібності.

Окремим напрямом досліджень Петра Томчука також були дослідження оптичних властивостей металевих нанотрубок і нанооболонки. Це малі композитні кластери, які складені з діелектричного ядра і металеві оболонки у формі циліндра або сфери. Зокрема, в роботі [100] оптичну провідність (електричне поглинання) таких оболонки розраховано в одноелектронному наближенні для частот, що лежать далеко від області плазмонного резонансу.

Сподіваємося, що дослідження оптичних властивостей металевих наночастинок, які проводив П.М. Томчук, будуть продовжені, а розроблені ним теоретичні підходи будуть використані для пояснення нових експериментальних даних.

5. Рідинні кристали і колоїди

5.1. Загальні властивості та історія відкриття

Рідинні кристали – термодинамічно стійкі стани речовини, що мають фізичні властивості, які є проміжними між властивостями рідини і твердого тіла [101]. Рідинні кристали утворюються частинками (молекулами або групами молекул) подовженої форми. Найбільш загальними властивостями рідинних кристалів є наявність у них дальнього орієнтаційного порядку в розташуванні молекул і відсутність (повна або часткова) трансляційного порядку в розташуванні центрів мас молекул. Отже, рідинний кристал є проміжним станом речовини (так званою *мезофазою*) між твердим тілом і рідиною, в якому можливе орієнтаційне впорядкування довгих молекул без повного просторового впорядкування їхніх центрів мас [102]. Середній рівноважний напрямок орієнтації молекул у рідинних кристалах називають *директором*.

Залежно від будови молекул рідинні кристали поділяють на дві групи: *ліотропні* й *термотропні*. У перших орієнтаційне впорядкування молекул виникає зі збільшенням концентрації, а в других – зі зменшенням температури [102]. Термотропні рідинні кристали за своїми властивостями поділяють на три групи: *нематички*, в яких існує лише орієнтаційне впорядкування (вздовж директора) довгих осей молекул мезофазу і немає просторового впорядкування; *холестерики*, в яких директор описує в просторі спіраль; і *сметтики*, в яких молекули, зберігаючи орієнтаційний порядок, утворюють паралельні шари. Властивості рідинних кристалів дуже чутливі до різних зовнішніх чинників (температура, електричне чи магнітне поле, механічні напружки тощо). Властивості мезофазу змінюються також у разі внесення в неї макроскопічних включень іншої речовини, наприклад, у вигляді твердих частинок або крапель рідини. Такі системи відповідно називають *рідинно-кристалічними колоїдами*. Саме можливість сильно змінювати характеристики матеріалу за допо-

могою слабких зовнішніх впливів обумовлює значний практичний інтерес до рідинних кристалів і колоїдів.

Першу наукову роботу, в якій продемонстровано незвичайні властивості перехідної фази між кристалічною і рідинною фазами, спостережувану під час дослідження оптичних властивостей органічної речовини – похідної холестерину, опубліковано в 1861 р. австрійським науковцем Юліусом Планером [103], який на той час працював у Львівському університеті⁴. Докладніше про це можна прочитати в роботах [108, 109]. Починаючи з другої половини ХХ сторіччя, рідинні кристали знайшли широке застосування в дисплейних технологіях [110] і хімічній промисловості, зокрема, у виробництві рідиннокристалічних полімерів [111], і їх подальші дослідження ще більше розширилися.

5.2. Основні положення дослідження

Петро Томчук був піонером теоретичних досліджень рідинних кристалів в Інституті фізики⁵. Спільно зі своїм учнем Б.І. Левом він застосував мікроскопічний підхід до теорії рідинних кристалів і показав, як мікроскопічну теорію можна пов'язати з феноменологічною теорією [16]. У феноменологічному підході деформацію директора в об'ємі нематичного рідинного кристала описують через вільну енергію, яку в найпростішому випадку (коли нехтують поверхневими деформаціями) можна записати як

$$F = \frac{1}{2} \int dV \left(K_{11} (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 \right), \quad (9)$$

⁴ Роботу Ю. Планера опубліковано німецькою мовою; переклад англійською можна переглянути за посиланням [104]. Зауважимо, що відкриття рідинних кристалів часто приписують іншому австрійському науковцю Фрідріху Рейнітцеру [105], який опублікував свої дослідження набагато пізніше (в 1888 р.), з посиланням на роботу Ю. Планера. Термін “рідинний кристал” вперше використав німецький фізик Отто Леман у варіаціях “текучий кристал” [106] і “кристалічна рідина” [107].

⁵ Експериментальні дослідження рідинних кристалів в Інституті фізики першим розпочав М.В. Курик, з яким П.М. Томчук був у дружніх стосунках [112]. Саме завдяки науковим дискусіям з Михайлом Куриком Петро Томчук розпочав свої дослідження фізики рідинних кристалів.

де одиничний вектор \mathbf{n} позначає напрямок директора. Цей вираз називають *вільною енергією Франка*⁶, а сталі K_{11} (відповідає за поперечний згин), K_{22} (відповідає за кручення) і K_{33} (відповідає за поздовжній згин) – пружними константами Франка.

Використовуючи метод ББГКІ (названий на честь М.М. Боголюбова, М. Борна, Г.С. Гріна, Дж. Кірквуда, Ж. Івона, які незалежно розвинули статистичний підхід для опису динаміки багаточастинкових систем із взаємодією на основі редукції рівняння Ліувілля для функції розподілу частинок), Б.І. Лев і П.М. Томчук отримали ланцюжок рівнянь для функцій розподілу частинок (одночастинкової, двочастинкової і так далі), що залежать від положення і просторової орієнтації молекул рідинного кристала. З їхньою допомогою вони одержали гідродинамічні рівняння для опису динаміки рідинного кристала, запропонували схему отримання феноменологічних пружних констант Франка через мікроскопічні параметри теорії і зробили оцінку однієї з цих констант (K_{22}).

У роботах [17, 116, 117] П.М. Томчук (спільно з Є.Д. Білоцьким і Б.І. Левом) побудував теорію ефективної маси і рухливості йонів у нематичному рідинному кристалі. Електричне поле йона діє на молекули рідинного кристала, орієнтуючи їх вздовж поля, і через це виникає деформаційна оболонка навколо йона (яку також можна назвати деформаційною “шубою”). Автори припустили, що деформаційна оболонка адиабатично слідує за йоном, що рухається (аналогічне припущення використав С.І. Пекар для побудови теорії полярона, про що докладніше написано в наступному розділі). Тоді під час руху йона до його кінетичної енергії буде додаватися енергія обертання директора в деформаційній оболонці, що суттєво (в рази) збільшує (ефективну) масу йона. Цей результат узгоджений з експериментальними даними. Отже, автори вперше висунули концепцію орієнтаційного

механізму утворення ефективної маси йона в рідинному кристалі.

5.3. Нерівноважні дисипативні структури

У роботі [18] побудовано теорію формування стаціонарних нерівноважних дисипативних структур у пливці нематичного рідинного кристала під дією поперечного зовнішнього електричного поля. Формування таких структур відбувається, коли напруженість зовнішнього поля перевищує певне критичне значення. Вперше це помітив американський фізик Р. Вільямс [118, 119], який спостерігав утворення в рідинному кристалі одновимірних доменів у вигляді видовжених ролів. Відповідно, такі структури в рідинних кристалах називають *доменами Вільямса*. У роботі інших американських фізиків [120] експериментально встановлено формування двовимірних закручених (гелікоїдальних) структур за наявності додаткового поперечного електричного поля, модульованого в поздовжньому напрямку з періодом, відмінним від періоду доменів Вільямса.

Петро Томчук, спільно з Є.Д. Білоцьким, показав, що такі нерівноважні структури утворюються внаслідок електрогідродинамічної нестійкості зі втратою рідинним кристалом механічної рівноваги [18]. Для цього автори розвинули теорію збурень поблизу критичної точки за зовнішнім полем для системи рівнянь, що описує динаміку рідинного кристала в гідродинамічному наближенні, зчеплену з рівняннями Максвелла для електричного поля. Закручені нерівноважні структури, що формуються внаслідок нестійкості, описано з використанням узагальненого термодинамічного потенціалу. Цей потенціал своїми мінімумами визначає стаціонарні нелінійні дисипативні нерівноважні структури, на відміну від вільної енергії, яка визначає рівноважні структури. Далі автори встановили, що амплітуда збурення майже не змінюється за модулем, а змінюється тільки фаза збурення, тож можна записати узагальнений термодинамічний потенціал для фази. Аналізуючи цей потенціал, автори дійшли висновку, що за наявності не постійного, а модульованого електричного поля з періодом, несумірним з періодом доменів Вільямса, в системі виникає двовимірна гелікоїдальна періодична структура, тобто були пояснені

⁶ Чарльз Франк – британський фізик-теоретик, який побудував загальну теорію пружності для молекулярно-одновісних рідинних кристалів [113]. Вираз для вільної енергії рідинного кристала також називають енергією Франка-Озена, віддаючи належне шведському фізику-теоретику Карлу Озену, який побудував теорію пружності рідинного кристала і отримав вираз для вільної енергії раніше за Ч. Франка [114]. Відповідну історичну довідку можна знайти, зокрема, в роботі [115].

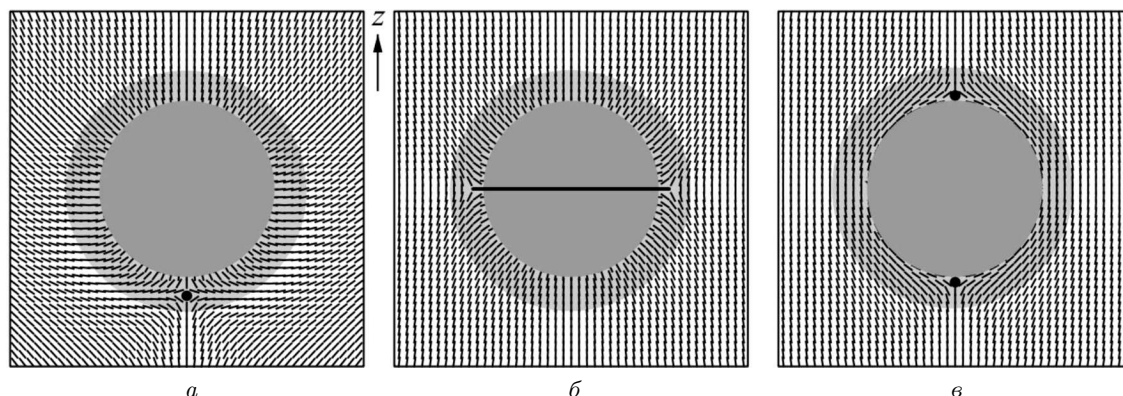


Рис. 5. Можливі конфігурації директора навколо сферичної частинки: точковий дефект – гіперболічний їжак (а), лінійний дефект – кільце Сатурна (б), пара точкових дефектів – буджуми (в). Затемнена область між частинкою і рідинним кристалом (так звана *деформаційна шуба*) містить топологічні дефекти і сильні деформації директора (репродукція рис. 5.1 з монографії [102])

ні експериментальні дані з роботи [120]. Ця тема отримала подальший розвиток у роботі [121].

У статті [122] автори підійшли до задачі формування нерівноважних дисипативних структур у нематичних рідинних кристалах з використанням теоретико-групового аналізу. Знайдено той самий узагальнений термодинамічний потенціал, що і в роботі [18], але із застосуванням методу алгебр Лі. З аналізу лінеаризованої системи диференціальних рівнянь, що описує домени Вільямса в нематичному рідинному кристалі, знайдено групу й алгебру Лі. За знайденою алгеброю визначено нелінійне диференціальне рівняння, яке одночасно є рівнянням Ейлера для шуканого узагальненого термодинамічного потенціалу, що описує нелінійні дисипативні структури в системі доменів Вільямса. Зокрема, отримано узагальнений термодинамічний потенціал, що описує низькочастотний режим електрогідродинамічної нестійкості. Теорію високочастотних нелінійних дисипативних структур побудовано в роботі [123].

5.4. Рідиннокристалічні краплі

У роботах [124, 125], написаних групою колег за співавторства Петра Томчука, досліджено поведінку нематичних рідиннокристалічних крапель, вільно завислих в ізотропному рідкому полімері, до якого прикладено зовнішнє електричне поле. Під дією поля форма рідиннокристалічної краплі деформувалася, і зі збільшенням напруженості поля її рівноважна форма набувала вигляду витя-

гнутого еліпсоїда. Автори проаналізували експериментальну залежність розміру краплі від напруженості електричного поля і визначили умови втрати стійкості краплі. Вони встановили залежності форми і критичних полів від концентрації йонів у полімерній рідині та запропонували теоретичне пояснення спостережуваного ефекту.

5.5. Рідиннокристалічні колоїди і пружні деформації

Науковий доробок Петра Томчука з рідиннокристалічної тематики фіналізується дослідженнями колоїдних частинок мікронного розміру, занурених у нематичний рідинний кристал [19, 20, 29, 126, 127]. У разі внесення частинки в нематичний рідинний кристал його молекули взаємодіють з поверхнею частинки. Цю взаємодію визначає анізотропна частина поверхневого натягу, яка залежить від орієнтації молекул рідинного кристала відносно поверхні частинки. Таку анізотропну взаємодію молекул рідинного кристала з зовнішніми поверхнями називають *зчепленням* (або *анкерингом*) [102]. У феноменологічному підході поверхневу енергію взаємодії рідинного кристала із зануреною в нього частинкою визначають через інтеграл за поверхнею частинки:

$$F_s = \oint ds W(\mathbf{s})(\mathbf{n}(\mathbf{s}) \cdot \boldsymbol{\nu}(\mathbf{s}))^2, \quad (10)$$

де $\boldsymbol{\nu}$ – вектор нормалі до поверхні частинки в точці поверхні \mathbf{s} , а величина W визначає силу зчеплення директора з поверхнею (випадок $W < 0$

відповідає нормальній орієнтації директора на поверхні частинки, а $W > 0$ – тангенціальній орієнтації). Об'ємну енергію деформацій визначають через вільну енергію Франка. Коли в рідинному кристалі є декілька частинок, кожна з них створює деформації, які перекриваються, і в результаті виникає пружна взаємодія між частинками, що приводить до утворення різних структур. Залежно від величини коефіцієнта W , деформації директора можуть бути або слабкими, або можливе утворення топологічних дефектів навколо частинки (рис. 5).

Область навколо частинки, де деформації директора значні, і яка відповідно містить топологічні дефекти, можна відокремити від області, де деформації директора малі. У роботі [29] таку область з топологічними дефектами навколо частинки автори запропонували називати *деформаційною шубою*. За межами деформаційної шуби (дальня зона) деформації слабкі, і це означає, що поле директора можна розглядати як мале збурення $\delta \mathbf{n}(\mathbf{r})$ рівноважного розподілу директора \mathbf{n}_0 за браком включень:

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}_0 + \delta \mathbf{n}(\mathbf{r}), \quad |\delta \mathbf{n}| \ll 1, \quad (11)$$

причому в лінійному наближенні $\delta \mathbf{n}(\mathbf{r}) \perp \mathbf{n}_0$. Тоді поле директора на умовній поверхні колоїдної частинки з шубою також можна наближено подати як градієнтне розвинення за малим збуренням рівноважного розподілу [20]:

$$\mathbf{n}(\mathbf{s}) = \mathbf{n}_0 + \delta \mathbf{n}(\mathbf{r}_c) + (\boldsymbol{\rho} \cdot \nabla) \delta \mathbf{n}(\mathbf{r}_c) + \frac{1}{2} (\boldsymbol{\rho} \cdot \nabla)^2 \delta \mathbf{n}(\mathbf{r}_c). \quad (12)$$

Тут $\boldsymbol{\rho}$ – вектор, проведений з центру частинки \mathbf{r}_c до точки \mathbf{s} на поверхні: $\mathbf{r}(\mathbf{s}) = \mathbf{r}_c + \boldsymbol{\rho}$. Завдяки такому представленню можна звести реальну частинку до деякого точкового джерела деформацій рідинного кристала.

Далі можна отримати відповідне градієнтне розвинення і для поверхневої енергії, яку можна виразити через набір певних тензорних характеристик деформаційної шуби. Ці тензори характеризують різні можливі порушення симетрії поля директора поблизу частинки і визначають особливості потенціалу взаємодії в дальній зоні [20]. Так само можна обчислити енергію парної взаємодії між двома частинками, яка для частинок довільної форми

залежатиме від пружних констант Франка (об'ємна складова енергії) і відповідних тензорних характеристик поверхневих деформацій (поверхнева складова енергії). Залежно від симетрії частинки ця взаємодія в дальній зоні може бути кулонівського, диполь-дипольного або квадруполь-квадрупольного типів [29].

Рівняння для розподілу директора можна отримати з умови мінімуму функціонала повної енергії (об'ємна плюс поверхнева). У дальній зоні й у випадку так званого одноконстантного наближення ($K_{11} = K_{22} = K_{33}$) це буде рівняння Лапласа, розв'язок якого можна подати у вигляді *мультипольного розвинення*, як в електростатиці [102, 128]:

$$n_i(\mathbf{r}) = \frac{q_i}{r} + \sum_{\alpha} \frac{p_i^{\alpha} r_{\alpha}}{r^3} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} \frac{Q_i^{\alpha\beta} r_{\alpha} r_{\beta}}{r^5} + \dots, \quad (13)$$

де індекс i пробігає значення 1, 2 (координати x і y , незбурений директор вважаємо спрямованим вздовж осі z), а індекси α і β – значення 1, 2, 3 (координати x, y, z). Величини q_i, p_i^{α} і $Q_i^{\alpha\beta}$ називають пружними зарядами (монополями), диполями і квадрупольними відповідно.

Результати Петра Томчука з теорії рідиннокристалічних колоїдів, отримані спільно з групою його співавторів, безумовно є важливими, про що свідчить їхнє широке визнання серед наукової спільноти. Так, у роботах [19, 20] показано, як можна побудувати теорію пружних взаємодій між макрочастинками в рідинному кристалі. У роботі [29] показано, що руйнування симетрії директора в ближній зоні колоїдної частинки (поблизу деформаційної шуби) впливає на характер взаємодії між частинками в дальній зоні. Деформаційна шуба навколо частинки обмежує область топологічних дефектів і сильних деформацій, а за межами шуби топологічних дефектів немає і деформації директора малі. Колоїдні частинки в нематичному рідинному кристалі взаємодіють через пружні деформації поля директора, що може приводити до формування просторово-модульованих структур. Деякі приклади таких структур розглянуто і промодельовано в роботі [126]. У роботі [127] теорію застосовано до пояснення формування двовимірної гексагональної структури крапель гліцерину, внесених у нематичну комірку.

6. Протонна провідність у молекулярних структурах з водневими зв'язками

6.1. Протонна провідність

Станом на початок 70-х років минулого століття було відомо, що в деяких сполуках з воднем носіями заряду є *інжектовані протони* [129]. До таких сполук належать деякі неорганічні кристали (наприклад, кристали льоду, дигідрофосфату калію KH_2PO_4 , моногідрату сульфату літію $\text{Li}_2\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}$ тощо [130]), а також певні органічні сполуки – імідазол, сухі спирти, вуглеводи і біополімери [129]. Відмінна риса перелічених сполук – це наявність у них три- або двовимірних мереж *водневих зв'язків* (Н-зв'язків), а в деяких – ланцюжків Н-зв'язків ...А–Н...А–Н..., де А – це атом О, N, F та ін.

Водночас деякі хімічні сполуки, що містять ланцюжки Н-зв'язків, такі як літій гідрозин сульфат $\text{Li}(\text{N}_2\text{H}_5)\text{SO}_4$ (LiHzS), триамонійний дисульфат водню $(\text{NH}_4)_3\text{H}(\text{SO}_4)_2$ (ТАНС) та ін., показують сильну анізотропію питомої протонної провідності, яка вздовж ланцюжків Н-зв'язків на три порядки більша, ніж у перпендикулярних напрямках [32]. Ця обставина вказує на те, що ланцюжки Н-зв'язків значною мірою сприяють рухові протонів.

Яскравим прикладом протонної провідності є функціонування біологічних мембран живих організмів, що є предметом вивчення молекулярної біофізики [131]. Транспорт протонів відбувається вздовж протонних каналів, які є обов'язковими компонентами біологічних мембран усіх типів. Цей процес підтримує сталу різницю електрохімічних потенціалів у водних середовищах по обидва боки мембрани, що відіграє головну роль у біоенергетиці живих організмів. Процес транспорту протонів відбувається саме вздовж ланцюжка Н-зв'язків, який сформований кінцевими групами бічних радикалів амінокислотних залишків білка [132]⁷.

6.2. Модель протонного полярона

Саме можливість застосування методів теоретичної фізики у біофізиці мотивувала Петра Томчука долучитися до вивчення протонної провідності

в ланцюжках водневих зв'язків. Постала задача дослідити протонний транспорт з метою побудови мікроскопічної теорії перенесення протонів по ланцюжку Н-зв'язків. Вивчаючи процес руху протона в сполуках з водневими зв'язками, Петро Томчук зауважив, що їхня провідність не схожа на провідність металів або напівпровідників. Механізм провідності тут більше нагадував *поляронну* (стрибкову) *провідність*, що зумовлена взаємодією носіїв заряду з поляризаційними коливаннями кристала.

Термін “*полярон*” увів С.І. Пекар у 1946 р. [135] для назви квазічастинки, що описує стан електрона провідності, локалізованого в поляризаційній потенціальній ямі, утвореній зміщеннями навколишніх йонів [136]. Якщо потенціальну яму утворено малими зміщеннями великої кількості йонів (так що її радіус значно перевищує міжатомну відстань), то кажуть про *полярон сильного зв'язку* (або великого радіуса). Якщо ж потенціальну яму утворено зміщенням рівноважних положень малої кількості йонів (наприклад, двох найближчих), то кажуть про *полярон малого радіуса*. Теорію таких “малих” поляронів запропонував Т. Голстейн у 1959 р. [137]. Наявність потенціальної ями різко зменшує ймовірність тунелювання електрона на сусідні вузли, а швидкість переміщення носіїв струму зумовлена термічно активованими стрибками електрона між сусідніми вузлами.

Саме стрибковий механізм транспорту носіїв заряду подібно до поляронної електронної провідності, що має активаційний характер, Петро Томчук взяв за основу для опису протонної провідності в ланцюжках Н-зв'язків⁸. Такий механізм на базі моделі квазічастинки подібно до полярона малого радіуса був раніше запропонований у роботі американських хіміків [130] переважно для опису руху протонів у кристалах льоду. Спільно зі своїми колегами П.М. Томчук застосував модель полярона малого радіуса для опису транспорту заряджених дефектів (надлишкових протонів або протонних дірок, рис. 6) вздовж ланцюжків водневих зв'язків [21, 22]. Спочатку в роботі [21] була розвинута теорія протонної провідності в ланцюжку

⁷ Уперше на це вказав у своїй статті [133, 134] Ларс Онзагер – американський фізик, хімік норвезького походження, лауреат Нобелівської премії з хімії.

⁸ Зауважимо, що на той час існували й інші моделі перенесення енергії в молекулярних ланцюжках, зокрема солітонний механізм поширення колективних внутрішньомолекулярних збуджень, запропонований О.С. Давидовим і М.І. Кислухою [138].

слабких Н-зв'язків, які перебувають у сильному електричному полі (до значень напруженості, що досягаються в біомембранах). Далі в роботі [22] був отриманий вираз для протонної провідності, що враховує сильний зв'язок дефекту з повздовжніми оптичними поляризаційними фононами і з повздовжніми акустичними фононами з урахуванням перенормування внаслідок фонон-фононної взаємодії. Для одержання цього результату автори вважали, що рух йонного стану – носія заряду в розглядуваній системі – не змінює поляризацію ланцюжка, оскільки протон обертається навколо атома, що зв'язує протон, набагато швидше, ніж носій заряду мігрує вздовж ланцюжка.

Стрибкову провідність у ланцюжку описує слід оператора густини струму,

$$I = \text{Tr}(\hat{\rho}_E \hat{j}), \quad (14)$$

де I – густина “стрибкового” протонного струму (стрибковий механізм є домінантним за температур порядку 300 К, коли роль активаційної системи відіграють фонони), \hat{j} – оператор густини струму, обчислений через гамільтоніан у представленні вторинного квантування, що описує тунелювання, $\hat{\rho}_E$ – поправка до оператора матриці густини, що враховує взаємодію з зовнішнім електричним полем E . На основі цього виразу отримано в явному вигляді енергію активації стрибка протонного полярона, виражену через константу зв'язку протона з коливаннями кристалічної ґратки та резонансний інтеграл перекриття хвильових функцій протонів у ланцюжку Н-зв'язків. Ці два підгоночних параметри можна визначити порівнянням з дослідними даними для кожного конкретного випадку. Врахування ангармонізму покращує порівняння з результатами вимірювань протонної провідності [139].

Окрім цього, досліджено вплив на протонну провідність кулонівських кореляцій, тобто взаємодії протонів провідності між собою в ланцюжку Н-зв'язків, і локальних неоднорідностей [140], а також зовнішніх факторів, таких як електромагнітне випромінювання та ультразвук [141].

6.3. Застосування в біофізиці

Важливим результатом цих робіт став висновок про те, що ланцюжок Н-зв'язків не переполаризується після проходження по ньому протона. Са-

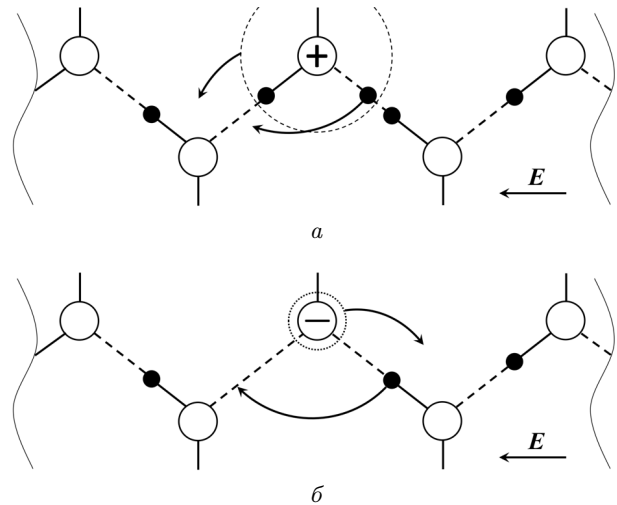


Рис. 6. Схематичне зображення транспорту зарядженого дефекту (йонного стану), а саме: надлишкового протона (а) або протонної дірки, вздовж ланцюжка водневих зв'язків у зовнішньому електричному полі [22, 23] (б). \circ атом (наприклад, O, N, F), \bullet протон (H^+), - - - водневий зв'язок, — ковалентний зв'язок

ме так поведуть себе ланцюжки Н-зв'язків у протонних каналах трансмембранних білків. У роботі [23] П.М. Томчук, спільно зі співавторами, запропонував поляронний механізм транспорту протонів вздовж протонного каналу мембрани в білковому комплексі ферменту АТФ-синтази, який каталізує синтез аденозинтрифосфорної кислоти (АТФ) – молекули, що відповідає за внутрішньоклітинне перенесення енергії в живих організмах. Подальші дослідження структури і протонної провідності трансмембранного білка бактеріородопсина, який міститься в деяких мікроорганізмах, що належать до класу галобактерій (*H. halobium*), і діє як протонний насос за рахунок енергії світла, підтвердили, що рух протонів у протонних білкових каналах живих організмів відбувається згідно з передбаченнями теорії малого полярона [142–144].

Так, поляронний стан може виникнути на будь-якому вузлі ланцюжка Н-зв'язків, вздовж якого рухається надлишковий протон. У цьому стані носій заряду залишається зчепленим із вузлом ланцюжка впродовж короткого часу (порядку мікросекунди), що приводить до деформації ланцюжка й утворення потенціальної (поляронної) ями. Далі надлишковий протон “перестрибує” з однієї поляронної ями до іншої, що відповідає його рухові вздовж ланцюжка водневих зв'язків від активного

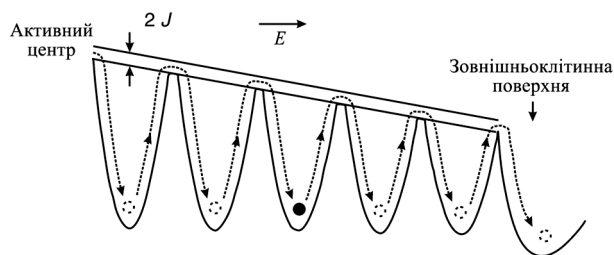


Рис. 7. Схематичне зображення стрибкового руху надлишкового протона через ланцюжок поляронних ям, що відповідає його рухові вздовж ланцюжка водневих зв'язків у зовнішньому електричному полі (репродукція рис. 6 з роботи [144], передруковано тут згідно з ліцензійним дозволом від видавництва Elsevier). $2J$ – ширина вузької поляронної зони, E – напруженість прикладеного електричного поля

центра до зовнішньоклітинної поверхні мембрани під дією електричного поля [144]. Схематичне зображення такого стрибкового руху протона наведено на рис. 7.

6.4. Псевдоспінові ланцюжки, ефекти реполяризації

У 1990 р. Петро Томчук, повернувшись з відрадження Німеччини, захопився ідеєю розглянути поведінку гідратного шару на поверхні металевої плівки, що суттєво впливав на її електричні характеристики, як експериментально встановили німецькі колеги [145]. П.М. Томчук (спільно з В.В. Красногоровцем) запропонував теоретичне пояснення цього ефекту, застосувавши підхід псевдоспінових операторів, завдяки чому можна описувати коливання полярних молекул води [146].

Як розвиток цього дослідження, у наступній роботі [24] була розглянута динаміка поляризації псевдоспінового ланцюжка Н-зв'язків з урахуванням анізотропії ланцюжка. Використовуючи залежне від часу наближення середнього поля, автори показали, що реполяризація водневих зв'язків (зміна орієнтації ОН груп на протилежну) для скінченного ланцюжка може відбуватися завдяки макроскопічному квантовому тунелюванню поляризації ланцюжка. Вони отримали вираз для ймовірності тунелювання і показали, що ймовірність тунелювання зменшується зі збільшенням кількості Н-зв'язків у ланцюжку. Отже, реполяризація не відбуватиметься для достатньо довгих ланцюжків Н-зв'язків.

У наступній серії робіт з цієї тематики [147–149] П.М. Томчук (спільно з С.П. Лук'янцем) розглянув ще один механізм тунельної реполяризації короткого ланцюжка водневих зв'язків, який враховує когерентну переорієнтацію йонних груп. Використовуючи квазікласичне наближення (відоме також як метод ВКБ)⁹, автори оцінили частоту такої переорієнтації йонних груп, яка виявилася незалежною від температури. Тому когерентну переорієнтацію можливо спостерігати за низьких температур, за яких тунельна реполяризація ланцюжка Н-зв'язків переважає над термоактиваційною.

6.5. Прикінцеві положення розділу

Квінтесенцією досліджень Петром Томчуком провідності молекулярних ланцюжків водневих зв'язків стала велика оглядова стаття, опублікована в 2003 р. спільно з його колегами в журналі *Advances in Chemical Physics* [32]. Ця оглядова стаття була написана на замовлення редакторів серії *Advances in Chemical Physics* – відомих фізиків І. Пригожина і С. Райса.

Зауважимо також, що поляронний механізм протонної провідності був пізніше експериментально підтверджений у роботі [150] з використанням методики квазіпружного розсіювання нейтронів (QENS) у гідратованому оксиді ітрію, заміщеному цератом барію (BCY20), що є неорганічною сполукою, і в роботі [151] на прикладі низькотемпературних Раманових спектрів дигідрату щавлевої кислоти, що є органічною сполукою. В обох цих експериментальних роботах є посилання на статті за співавторства П.М. Томчука. Ці результати вказують на правильність наукової інтуїції Петра Томчука у виборі моделі для опису протонної провідності в ланцюжках водневих зв'язків.

7. Висновки

У статті розглянуто основні наукові результати видатного українського фізика-теоретика Петра Томчука, які стосуються фізики напівпровідників, металевих острівцевих плівок і наночастинок, рідинних кристалів і колоїдів, молекулярних структур з водневими зв'язками.

⁹ Метод названо на честь фізиків Г. Вентцеля, Г. Крамерса і Л. Бріллоена, які розвинули його незалежно один від одного в 1926 р.

У галузі фізики напівпровідників Петро Томчук побудував теорію гарячих електронів з домінантною роллю електрон-електронної взаємодії і складною структурою енергетичних зон. Він передбачив нетривіальні польові залежності кінетичних коефіцієнтів, які пізніше отримали експериментальне підтвердження, і побудував теорію надграток на гарячих електронах у напівпровідниках. П.М. Томчук також розвинув теорію фізичних механізмів деградації оптоелектронних приладів.

Петро Томчук був фундатором теорії гарячих електронів у металевих острівцевих плівках і наночастинках, особливо в контексті електронної емісії та енергообміну. Його роботи стали засадничими для розуміння цих процесів. Можливість отримання гарячих електронів за відносно низьких потужностей пояснює той факт, чому в стаціонарному режимі гарячі електрони можна отримати тільки в острівцевих плівках і не можна ані в суцільних плівках, ані в масивних металах. Завдяки інтенсивному електрон-гратковому енергообміну в суцільних плівках і масивних металах термічна руйнація матеріалу настає раніше, ніж електронна температура встигає “відірватись” від температури гратки. Саме тому в цих матеріалах отримати гарячі електрони і одночасно уникнути термічної руйнації можна тільки в використанням коротких і потужних лазерних імпульсів.

Теорія П.М. Томчука заклала основи для кількісного опису нерівноважних електронних процесів у нанорозмірних металах. Його підхід поєднав класичну фізику твердого тіла з квантовими ефектами, що стало вирішальним для сучасних досліджень у нанофотоніці і квантовій електроніці. Роботи П.М. Томчука з оптичних властивостей металевих наночастинок та їхніх систем заклали фундамент для розуміння процесів, що формують оптичний відгук частинок різних розмірів – від десятків нанометрів, як у здавна використовуваних людиною фарбах на основі колоїдного золота чи срібла, так і до кількох нанометрів, як у структурних елементах сучасних метаматеріалів для плазмоніки. З огляду на все більшу мініатюризацію елементної бази електроніки й оптоелектроніки, значення теоретичних результатів, одержаних Петром Томчуком, буде лише зростати.

Роботи за співавторства П.М. Томчука в галузі рідинних кристалів заклали підвалини для розуміння багатьох процесів у рідинних кристалах

і рідиннокристалічних колоїдах й безумовно можуть бути використані в майбутніх дослідженнях. Зокрема, йдеться про дослідження таких типів рідинних кристалів, як біаксіальні рідинні кристали (що мають дві середні орієнтаційні осі), фероелектричні нематерики (довгі молекули яких мають дипольний момент, внаслідок чого можливий перехід у стан зі спонтанною поляризацією, знак якої можна змінювати зовнішнім електричним полем, що приводить до ефекту гістерезису), полярні нематерики (у яких є спонтанна поляризація, але її знак не можна змінювати зовнішнім полем, тобто немає гістерезису) і скручено-згинальні (twist-bend) нематерики. Важливим напрямом подальших досліджень є також дослідження тривимірних топологічних дефектів у рідинних кристалах, таких як скірміони, торони тощо.

Для опису протонної провідності молекулярних ланцюжків водневих зв'язків Петро Томчук застосував модель полярона малого радіуса, що описує стрибковий механізм транспорту носіїв заряду внаслідок взаємодії носіїв з поляризаційними фононами. Модель протонного полярона була використана для опису транспорту протонів уздовж протонних каналів біологічних мембран у білкових комплексах. Поляронний механізм протонної провідності в деяких неорганічних і органічних сполуках згодом підтвердили експерименти різних груп дослідників. Спільно зі своїми колегами П.М. Томчук також побудував теорію реполяризації водневих зв'язків у ланцюжках скінченного розміру на базі ефектів квантового тунелювання і когерентності. Роботи Петра Томчука з протонної провідності ланцюжків водневих зв'язків отримали широке міжнародне визнання.

Якщо підсумувати всі розглянуті тут дослідження Петра Томчука в галузі теоретичної фізики і фізики конденсованого стану, то переважна більшість з них пов'язана з дослідженням *нерівноважних* систем і процесів. Кінетична теорія, функція розподілу, флуктуації, мікроскопічний підхід, матриця густини – це ті ключові поняття, які найчастіше можна зустріти в роботах П.М. Томчука. Саме тому його дослідження можуть у подальшій перспективі бути використані в такому сучасному напрямі фізики конденсованого стану, як активна м'яка речовина, зокрема, активні рідинні кристали. Йдеться про речовину, в якій є компоненти (наприклад, бактерії, клітини, актиновий цито-

скелет, моторні білки, активні колоїди), що беруть енергію з навколишнього середовища і використовують її для руху, деформації або генерації потоків. Активні середовища перебувають у нерівновазі навіть у стаціонарному стані й здатні до самоорганізації. Такі дослідження, ймовірно, зможуть відкрити нові фізичні принципи на межі розуміння зв'язку між живим і неживим.

Упродовж своєї тривалої наукової роботи Петро Томчук співпрацював з багатьма фізиками-теоретиками, а також експериментаторами. Його роботи були спрямовані на пояснення конкретних ефектів, спостережуваних в експерименті. Він завжди був відкритим до обговорення результатів зі своїми колегами або ж іншими науковцями, які зверталися до нього за консультацією. П.М. Томчук сприяв науковому становленню багатьох фізиків-теоретиків. Багато з його учнів у своїй подальшій науковій роботі продовжували розвивати ідеї свого вчителя. Це є ознакою формування Петром Томчуком власної наукової школи в галузі теоретичної фізики і фізики конденсованого стану.

Петро Томчук – взірєць людини, яка віддала все своє життя науці. Він – людина вищої порядності й чесноти, демократ і патріот. Саме таким його будуть пам'ятати колеги й учні.

Наостанок зазначимо, що цей огляд не є вичерпним описом усіх наукових здобутків Петра Томчука. Тут ми орієнтувалися насамперед на ті результати, які сам Петро Михайлович вважав найбільш значимими, і які також отримали широке визнання наукової спільноти. Інші роботи П.М. Томчука, яким тут ми не приділили достатньо уваги, можуть бути розглянуті принагідно.

Особистий внесок авторів. І. Ганджа – ідея, концепція, структура статті; вступ, висновки, загальна редакція і деталізація всіх розділів; В. Шендеровський – вступ, розділ 2; Л. Барабаш – розділ 3; В. Гоженко – розділ 4; В. Красноголовець – розділ 6; С. Чернишук – розділ 5. Всі автори брали участь у написанні висновків.

Автори вдячні О. Полевецькій за ретельне літературне редагування тексту статті.

1. *Кредо життя – наука: до 80-річчя від дня народження Петра Михайловича Томчука*, за ред. І. Ганджі, В. Шендеровського (Видавничий дім "Простір", 2014) [ISBN: 978-966-2068-39-9].

2. В. Шендеровський, О. Полевецька. З плеяди видатних сучасних українських фізиків-теоретиків (до 90-річчя від дня народження професора Петра Томчука). *Світлогляд* **6** (104), 35 (2023).
3. М.В. Бондар, І.С. Ганджа, А.Г. Загородній, Б.І. Лев, В.М. Старков, В.А. Шендеровський. Петро Михайлович Томчук (до 90-річчя від дня народження). *УФЖ* **69**, 66 (2024).
4. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Влияние электрического поля на температуру электронов, электропроводность и термоэлектронную эмиссию полупроводников. I. Атомарные полупроводники. Развитие метода. *Физ. тверд. тела* **2**, 2228 (1960).
5. П.М. Томчук. Влияние электрического поля на температуру электронов, электропроводность и термоэлектронную эмиссию полупроводников. II. Учет плазменных колебаний и близких соударений. *Физ. тверд. тела* **3**, 1019 (1961).
6. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Влияние электрического поля на температуру электронов, электропроводность и термоэлектронную эмиссию полупроводников. III. Термоэлектронная эмиссия. *Физ. тверд. тела* **3**, 632 (1961).
7. П.М. Томчук, А.А. Чумак. Нелинейное распространение инфракрасного излучения в многодолинных полупроводниках. *Физ. и техн. полупров.* **19**, 77 (1985).
8. П.М. Томчук, В.А. Шендеровский. Рассеяние и трансформация волн на флуктуациях в неравновесной плазме полупроводника с анизотропной энергетической зоной. *ЖЭТФ* **62**, 1131 (1972).
9. П.М. Томчук, Р.Д. Федорович. Эмиссия горячих электронов из тонких металлических пленок. *Физ. тверд. тела* **8**, 276 (1966).
10. П.М. Томчук, Р.Д. Федорович. Проводимость тонких металлических пленок островной структуры. *Физ. тверд. тела* **8**, 3131 (1966).
11. П.М. Томчук. Электронная эмиссия из островковых металлических пленок под действием лазерного инфракрасного излучения (теория). *Изв. АН СССР, сер. физ.* **52**, 1434 (1988).
12. П.М. Томчук. Оптоакустичний ефект у системах острівцева металева плівка на діелектрику, металеві краплі в діелектрику. *УФЖ* **38**, 1174 (1993).
13. P.M. Tomchuk. Light absorption by island metal films in the infrared range. *Surf. Sci.* **330**, 350 (1995).
14. П.М. Томчук, Б.П. Томчук. Оптическое поглощение малых металлических частиц. *ЖЭТФ* **112**, 661 (1997).
15. P.M. Tomchuk, N.I. Grigorchuk. Shape and size effects on the energy absorption by small metallic particles. *Phys. Rev. B* **73**, 155423 (2006).
16. Б.И. Лев, П.М. Томчук. О взаимосвязи феноменологического и микроскопического подходов в теории жидких кристаллов. *Теор. мат. физ.* **32**, 101 (1977).
17. Е.Д. Белоцкий, Б.И. Лев, П.М. Томчук. Эффективная масса иона в жидком кристалле. *Письма ЖЭТФ* **31**, 573 (1980).

18. Е.Д. Белоцкий, П.М. Томчук. Несоизмеримые и геликондальные структуры в нематических жидких кристаллах в электрических полях. *ЖЭТФ* **88**, 1634 (1985).
19. Б.І. Лев, П.М. Томчук. Індуковані макродомішками надмолекулярні структури в рідкому кристалі. *УФЖ* **44**, 135 (1999).
20. B.I. Lev, P.M. Tomchuk. Interaction of foreign macrodroplets in a nematic liquid crystal and induced supermolecular structures. *Phys. Rev. E* **59**, 591 (1999).
21. П.М. Томчук, В.В. Красноголовец, Н.А. Проценко. Протонная проводимость цепочки водородных связей в сильном электрическом поле. *УФЖ* **28**, 767 (1983).
22. V.V. Krasnogolovets, P.M. Tomchuk. On the proton conductivity mechanism in systems containing hydrogen-bonded chains. *Phys. Status Solidi B* **123** 365 (1984).
23. P.M. Tomchuk, N.A. Procenko, V.V. Krasnogolovets. Quantum-mechanical descriptions of proton transfer in biosystems containing hydrogen-bonded chains. *Biochim. Biophys. Acta* **807** 272 (1985).
24. P.M. Tomchuk, V.V. Krasnogolovets. Macroscopic quantum tunneling of polarization in the hydrogen-bonded chain. *J. Mol. Struct.* **416**, 161 (1997).
25. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. *Явления переноса и флуктуации в полупроводниках* (Наукова думка, 1981).
26. А.А. Тарасенко, П.М. Томчук, А.А. Чумак. *Флуктуации в объеме и на поверхности твердых тел* (Наукова думка, 1992) [ISBN: 5-12-002770-9].
27. І.С. Ганджа, О.В. Полевецька, Л.М. Барабаш, В.В. Гоженко, В.А. Шендеровський. Науковий спадок Петра Томчука. Бібліографічний опис. *Укр. фіз. журн.* **70**, 747 (2025).
28. R.D. Fedorovich, A.G. Naumovets, P.M. Tomchuk. Electron and light emission from island metal films and generation of hot electrons in nanoparticles. *Phys. Rep.* **328**, 73 (2000).
29. B.I. Lev, S.B. Chernyshuk, P.M. Tomchuk, H. Yokoyama. Symmetry breaking and interaction of colloidal particles in nematic liquid crystals. *Phys. Rev. E* **65**, 021709 (2002).
30. N.I. Grigorchuk, P.M. Tomchuk. Optical and transport properties of spheroidal metal nanoparticles with account for the surface effect. *Phys. Rev. B* **84**, 085448 (2011).
31. E.D. Belotskii, P.M. Tomchuk. Electron-phonon interaction and hot electrons in small metal islands. *Surf. Sci.* **239**, 143 (1990).
32. V.V. Krasnogolovets, P.M. Tomchuk, S.P. Lukyanets. Proton transfer and coherent phenomena in molecular structures with hydrogen bonds. *Adv. Chem. Phys.* **125**, 351 (2003).
33. А.Л. Эфрос. Полупроводники. *Физика твердого тела: энциклопедический словарь*, Т. 2, под ред. В.Г. Барьяхтара и др. (Наукова думка, 1998) [ISBN: 966-00-0073-1].
34. Н.П. Гавалешко, П.Н. Горлей, В.А. Шендеровский. *Узкозонные полупроводники. Получение и физические свойства* (Наукова думка, 1984).
35. П.Н. Горлей, В.А. Шендеровский. *Вариационный метод в кинетической теории* (Наукова думка, 1992).
36. П.М. Томчук. Вариационный метод определения электропроводности при учете кулоновского взаимодействия носителей. *Физ. тверд. тела* **3**, 1258 (1961).
37. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Влияние электрического поля и закона дисперсии энергии на плазменные колебания в полупроводниках. *ЖЭТФ* **54**, 592 (1968).
38. P.M. Tomchuk, V.A. Shenderovskii, P.N. Gorley, N.P. Gavalashko, L.S. Solonchuk. Galvanomagnetic properties of anisotropic semiconductors of the p-Te type. *Phys. Status Solidi B* **71**, 41 (1975).
39. М. Аше, П.М. Томчук. Горячие электроны. *Физика твердого тела: энциклопедический словарь*, Т. 1, под ред. В.Г. Барьяхтара и др. (Наукова думка, 1996) [ISBN: 5-12-004063-2].
40. В. Денис, Ю. Пожела. *Горячие электроны* (Минтис, 1971).
41. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Функция распределения и подвижность электронов в полярных полупроводниках при непараболическом законе дисперсии. *Физ. тверд. тела* **8**, 1343 (1966).
42. M.V. Klein. Electronic Raman scattering. *Light Scattering in Solids. Topics in Applied Physics*, Vol. 8, ed. by M. Cardona (Springer, 1975).
43. С.С. Рожков, П.М. Томчук. Флуктуации тока в полупроводниках в квантующем электрическом поле. *ЖЭТФ* **72**, 248 (1977).
44. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Кинетическое уравнение и параметры сверхрешетки, образованной стоячей лазерной волной в полупроводнике с нагретыми носителями. *УФЖ* **27**, 1023 (1982).
45. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Влияние постоянного поля на параметры сверхрешетки, образованной в полупроводнике стоячей лазерной волной. *Физ. тверд. тела* **28**, 3255 (1982).
46. И.М. Дыкман, П.М. Томчук. Влияние когерентных световых пучков на свободные носители в полупроводниках. *Физ. тверд. тела* **26**, 2729 (1984).
47. А.Е. Левшин, А.Ю. Семчук, П.М. Томчук. Сверхрешетки, образованные когерентными световыми пучками в ферромагнитных полупроводниках. *Физ. тверд. тела* **24**, 412 (1986).
48. П.М. Томчук. Особливості поглинання і випромінювання світла вільними електронами в багатодолинних напівпровідниках. *УФЖ* **49**, 681 (2004).
49. В.М. Бондар, О.Г. Сарбей, П.М. Томчук. Поляризаційна залежність спонтанного випромінювання гарячих електронів. *Физ. тверд. тела* **44**, 1540 (2002).
50. В.М. Бондар, О.Є. Левшин, П.М. Томчук. Поляризаційні залежності випромінювання світла вільними електронами в багатодолинних напівпровідниках. *УФЖ* **51**, 181 (2006).
51. П.М. Томчук, В.М. Бондар. Поляризаційні ефекти в випромінюванні і поглинанні світла гарячими електронами у багатодолинних напівпровідниках. *УФЖ* **53**, 668 (2008).

52. В.М. Бондар, П.М. Томчук. Поляризаційні ефекти в терагерцовому випромінюванні гарячими електронами в багатодлинних напівпровідниках. *Журн. фіз. досл.* **13**, 2705 (2009).
53. П.М. Томчук, В.М. Бондар, О.Є. Левшин. Вплив анізотропних механізмів розсіяння на поляризаційні залежності терагерцового випромінювання гарячих електронів. *УФЖ* **59**, 507 (2014).
54. В.М. Бондар, П.М. Томчук, Г.А. Шепельський. Вплив слабого магнітного поля (~300 Гс) на інтенсивність терагерцового випромінювання гарячих електронів в *n*-Ge при гелієвих температурах. *УФЖ* **55**, 1023 (2010).
55. V.M. Bondar, P.M. Tomchuk, G.A. Shepelskii. Effect of weak magnetic field on terahertz radiation of hot electrons in *n*-Ge. *Phys. Status Solidi B* **250**, 344 (2013).
56. Б.И. Лев, Т.В. Торчинская, П.М. Томчук, М.К. Шейнкман. Кинетика инжекционно-стимулированного преобразования дефектов в светлоизлучающих GaAs:Si-структурах. *Физ. и техн. полупров.* **23**, 1529 (1989).
57. *Best of Soviet Semiconductor Physics and Technology (1989–1990)*. Ed. by M. Levinshtein, M. Shur (World Scientific, 1995) [ISBN: 978-981-02-1579-8].
58. Н.Н. Григорьев, Т.А. Кудыкина, П.М. Томчук. Термодиффузионное растекание включений и эффект накопления в разрушении лазерных материалов. *Квант. электр.* **37**, 84 (1989).
59. N.N. Grigor'ev, T.A. Kudykina, P.M. Tomchuk. Laser-induced degradation of transparent solids. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **25**, 276 (1992).
60. П.М. Томчук, С.А. Непийко. Островковые плёнки. *Физика твердого тела: энциклопедический словарь*. Т. 1, под ред. В.Г. Барьяхтара и др. (Наукова думка, 1996) [ISBN: 5-12-004063-2].
61. P.G. Borziak, O.G. Sarbej, R.D. Fedorovich. Neue Erscheinungen in sehr dünnen Metallschichten. *Phys. Status Solidi* **8**, 55 (1965).
62. П.Г. Борзяк, Ю.А. Кулюпин. Электронные процессы в островковых металлических пленках (Наукова думка, 1980).
63. А. Наумовець. Електронщик Петро Михайлович Томчук. *Кredo життя – наука: до 80-річчя від дня народження Петра Михайловича Томчука*, за ред. І. Ганджі, В. Шендеровського (Видавничий дім “Простір”, 2014).
64. P. Borziak, Yu. Kulyupin, P. Tomchuk. Electron processes in discontinuous metal films. *Thin Solid Films* **30**, 47 (1975).
65. П.М. Томчук. Горячие электроны в островковой металлической пленке. *Препринт Института физики* **22** (1987).
66. Л.И. Андреева, А.А. Бендитский, Л.В. Видута, А.Б. Грановский, Ю.А. Кулюпин, М.А. Македонцев, Г.И. Рукман, Б.М. Степанов, Р.Д. Федорович, М.А. Шойтов, А.И. Южин. Эмиссия электронов под действием излучения CO₂ лазера с островковых металлических пленок. *Физ. тверд. тела* **26**, 1519 (1984).
67. А.А. Бендитский, Л.В. Видута, Ю.А. Кулюпин, А.П. Острица, П.М. Томчук, Р.Д. Федорович, В.А. Яковлев. Взаимодействие лазерного излучения с островковыми металлическими пленками. *Изв. АН СССР, сер. физ.* **50**, 1634 (1986).
68. П.М. Томчук. “Горячие” электроны в островковых металлических пленках. *Поверхность* **5**, 49 (1989).
69. E.D. Belotskii, P.M. Tomchuk. Hot electrons in island metallic films. *Int. J. Electron.* **69**, 173 (1990).
70. R.D. Fedorovich, A.G. Naumovets, P.M. Tomchuk. Electronic properties of island thin films caused by surface scattering of electrons. *Prog. Surf. Sci.* **42**, 189 (1993).
71. Є.Д. Білоцький, П.М. Томчук. Аномалія електрон-граткового енергообміну в малих металевих частинках. *УФЖ* **34**, 1050 (1989).
72. E.D. Belotskii, P.M. Tomchuk. Electron–lattice exchange in metal island films. *Int. J. Electron.* **69**, 169 (1990).
73. E.D. Belotskii, P.M. Tomchuk. Surface electron-phonon energy exchange in small metallic particles. *Int. J. Electron.* **73**, 955 (1992).
74. Е.Д. Белоцкий, С.П. Лукьянец, П.М. Томчук. Теория горячих электронов в островковых металлических пленках. *ЖЭТФ* **101**, 163 (1992).
75. S.A. Gorban', S.A. Nepijko, P.M. Tomchuk. Electron-phonon interaction in small metal islands deposited on an insulating substrate. *Int. J. Electron.* **70**, 485 (1991).
76. A. Gloskovskii, D.A. Valdaitsev, M. Cinchetti, S.A. Nepijko, J. Lange, M. Aeschlimann, M. Bauer, M. Klimenkov, L.V. Viduta, P.M. Tomchuk, G. Schönhense. Electron emission from films of Ag and Au nanoparticles excited by a femtosecond pump-probe laser. *Phys. Rev. B* **77**, 195427 (2008).
77. Y. Bilotsky, N.I. Grigor'chuk, P.M. Tomchuk. Hot electrons and laser optoacoustics in metal nanoparticles. *Surf. Sci.* **603**, 3267 (2009).
78. П.М. Томчук, М.І. Григорчук, Д.В. Бутенко. Генерація звуку металевими нанокластерами в діелектричній матриці. *УФЖ* **55**, 443 (2010).
79. N.I. Grigor'chuk, P.M. Tomchuk. Sound generation by spheroidal metallic nanoclusters embedded in transparent matrix under the action of laser pulses. *Eur. Phys. J. B* **80**, 371 (2011).
80. H. Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer, 1988) [ISBN: 978-3-662-15124-2].
81. Y. Bilotsky, P.M. Tomchuk. Size effect in electron–lattice energy exchange in small metal particles. *Surf. Sci.* **600**, 4702 (2006).
82. Y. Bilotsky, P.M. Tomchuk. Peculiarity of electron–phonon energy exchange in metal nanoparticles and thin films. *Surf. Sci.* **602**, 383 (2008).
83. P. Tomchuk, Y. Bilotsky. New peculiarity in the temperature and size dependence of electron-lattice energy exchange in metal nanoparticles. *Int. J. Mod. Phys. B* **28**, 1450220 (2014).
84. П.М. Томчук, В.М. Старков. Електрон-гратковий енергообмін і гарячі електрони в острівкових металевих плівках. *УФЖ* **65**, 973 (2020).

85. K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, G.C. Schatz. The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment. *J. Phys. Chem.* **107**, 668 (2003).
86. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2007) [ISBN: 978-0-387-33150-8].
87. G. Mie. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Phys.* **25**, 377 (1908).
88. P. Tomchuk. Peculiarities of optical emission and absorption in island metal films. *Int. J. Electron.* **76**, 903 (1994).
89. П.М. Томчук, М.І. Григорчук. Особливості поглинання ультракоротких лазерних імпульсів асиметричними металевими наночастинками. *УФЖ* **52**, 889 (2007).
90. N.I. Grigorchuk, P.M. Tomchuk. Theory for absorption of ultrashort laser pulses by spheroidal metallic nanoparticles. *Phys. Rev. B* **80**, 155456 (2009).
91. P.M. Tomchuk, D. Butenko. Single and double ultrashort laser pulse scattering by spheroidal metallic nanoparticles. *J. Nanophotonics* **10**, 016018 (2016).
92. П.М. Томчук. Залежність перерізу розсіяння світла металевими наночастинками від їх форми. *УФЖ* **57**, 553 (2012).
93. P.M. Tomchuk, D.V. Butenko. The nanoparticle shape's effect on the light scattering cross-section. *Surf. Sci.* **606**, 1892 (2012).
94. P.M. Tomchuk, D. Butenko. Nonlocal effects in metallic nanoparticles: The kinetic approach outlook. *Int. J. Mod. Phys. B* **31**, 1750029 (2017).
95. П.М. Томчук, В.М. Старков, Д.В. Бутенко. Інтегральні рівняння в загальній теорії поглинання і розсіяння світла металевими нанокластерами. *УФЖ* **62**, 701 (2017).
96. П.М. Томчук, В.М. Старков. Вплив дисперсії форм ансамблю металевих наночастинок на їх оптичні властивості. *УФЖ* **63**, 204 (2018).
97. P.M. Tomchuk, V.N. Starkov. Averaged optical characteristics of an ensemble of metal nanoparticles. *Int. J. Mod. Phys. B* **33**, 1950188 (2019).
98. Д.В. Бутенко, П.М. Томчук. Вплив магнітної складової поля на розсіяння електромагнітної хвилі металевим наноеліпсоїдом. *УФЖ* **61**, 266 (2016).
99. П.М. Томчук, В.М. Старков. Магнітне поглинання металевих наночастинок. *УФЖ* **63**, 906 (2018).
100. V.V. Kulish, P.M. Tomchuk. Optical properties of metal nanotubes and metal nanoshells. *Surf. Sci.* **602**, 1045 (2008).
101. С.С. Рожков. Жидкие кристаллы. *Физика твердого тела: энциклопедический словарь*, Т. 1, под ред. В.Г. Барьяхтара и др. (Наукова думка, 1996) [ISBN: 5-12-004063-2].
102. Б.І. Лев, О.М. Товкач, С.Б. Чернишук. *Ріджкокристалічні колоїди: деякі аспекти теорії* (Наукова думка, 2018) [ISBN: 978-966-00-1622-4].
103. J. Planer. Notiz über das Cholesterin. *Annal. Chemie Pharmacie* **118**, 25 (1861).
104. J. Planer. Note about cholesterol. *Condens. Matter Phys.* **13**, 37001 (2010).
105. F. Reinitzer. Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins. *Monatsh. Chem.* **9**, 421 (1888).
106. O. Lehmann. Über fließende Krystalle. *Z. Phys. Chem.* **4**, 462 (1889).
107. O. Lehmann. Die Struktur krystallinischer Flüssigkeiten. *Z. Phys. Chem.* **5**, 427 (1890).
108. A. Trokhymchuk. On Julius Planer's 1861 paper "Notiz über das Cholesterin" in *Annalen der Chemie und Pharmacie*. *Condens. Matter Phys.* **13**, 37002 (2010).
109. V.A. Shenderovskiy, A.D. Trokhymchuk, L.N. Lisetski, B.V. Kozhushko, I.A. Gvozdozovskyy. Julius Planer. A pioneer in the study of liquid crystals. *J. Mol. Liq.* **267**, 560 (2018).
110. J.A. Castellano. *Liquid Gold: The Story of Liquid Crystal Displays and the Creation of an Industry* (World Scientific Publishing, 2005) [ISBN: 981-238-956-3].
111. A.M. Donald, A.H. Windle, S. Hanna. *Liquid Crystalline Polymers* (Cambridge University Press, 2006) [ISBN: 13-978-0-521-58001-4].
112. М. Курик. Приклад індивідуального довголіття людини. *Кредо життя – наука: до 80-річчя від дня народження Петра Михайловича Томчука*, за ред. І. Ганджі, В. Шендеровського (Видавничий дім "Простір", 2014).
113. F.C. Frank. I. Liquid crystals. On the theory of liquid crystals. *Discuss. Faraday Soc.* **25**, 19 (1958).
114. C.W. Oseen. The theory of liquid crystals. *Trans. Faraday Soc.* **29**, 883 (1933).
115. O.D. Lavrentovich, V.M. Pergamenschchik. Patterns in thin liquid crystal films and the divergence ("surfcelike") elasticity. *Int. J. Mod. Phys. B* **9**, 2389 (1995).
116. Е.Д. Белоцкий, Б.И. Лев, П.М. Томчук. Эффективная масса и подвижность ионов в нематическом жидком кристалле. *УФЖ* **26**, 625 (1981).
117. E.D. Belotskii, B.I. Lev, P.M. Tomchuk. Effective mass of a charge carrier in nematic liquid crystals. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **213**, 99 (1992).
118. R. Williams. Liquid crystals in an electric field. *Nature* **199**, 273 (1963).
119. R. Williams. Domains in liquid crystals. *J. Chem. Phys.* **39**, 384 (1963).
120. M. Lowe, J.P. Gollub, T.C. Lubensky. Commensurate and incommensurate structures in a nonequilibrium system. *Phys. Rev. Lett.* **51**, 786 (1983).
121. E.D. Belotskii, N.G. Migranov, P.M. Tomchuk. Formation of two-dimensional incommensurate structures in the system of Williams domains. *Liq. Cryst.* **3**, 1327 (1988).
122. Е.Д. Белоцкий, Н.Г. Мигранов, П.М. Томчук. Построение обобщенных термодинамических потенциалов методами алгебр Ли. *Теор. мат. физ.* **81**, 239 (1989).
123. Є.Д. Білоцький, П.М. Томчук. Теорія високочастотних дисипативних структур у нематичних рідких кристалах. *УФЖ* **37**, 860 (1992).
124. Б.И. Лев, В.Г. Назаренко, А.Б. Ныч, П.М. Томчук. Изменение формы и неустойчивость капель нематика во внешнем электрическом поле. *Письма ЖЭТФ* **71**, 377 (2000).

125. B.I. Lev, V.G. Nazarenko, A.B. Nych, D. Schur, P.M. Tomchuk, J. Yamamoto, H. Yokoyama. Deformation of liquid crystal droplets under the action of an external ac electric field. *Phys. Rev. E* **64**, 021706 (2001).
126. B.I. Lev, K.M. Aoki, P.M. Tomchuk, H. Yokoyama. Structure formation of colloids in nematic liquid crystals. *Condens. Matter Phys.* **6**, 169 (2003).
127. B.I. Lev, H. Yokoyama, S.B. Chernyshuk, P.M. Tomchuk. Symmetry breaking, elastic interaction and structures in nematic colloids. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **409**, 99 (2004).
128. J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. (John Wiley & Sons, 1998) [ISBN: 978-0471309321].
129. L. Glasser. Proton conduction and injection in solids. *Chem. Rev.* **75**, 21 (1975).
130. S.F. Fischer, G.L. Hofacker, M.A. Ratner. Spectral behavior of hydrogen-bonded systems: Quasiparticle model. *J. Chem. Phys.* **52**, 1934 (1970).
131. H.J. Morowitz. Proton semiconductors and energy transduction in biological systems. *Am. J. Physiol.* **235**, R99 (1978).
132. J.F. Nagle, S. Tristman-Nagle. Hydrogen bonded chain mechanism for proton conduction and proton pumping. *J. Membrane Biol.* **74** 1 (1983).
133. L. Onsager. Thermodynamics and some molecular aspects of biology. In: *The Neurosciences*. Edited by F.O. Schmitt (Rockefeller University Press, 1967), p. 75.
134. L. Onsager. Thermodynamics and some molecular aspects of biology. In: *The Collected Works of Lars Onsager: With Commentary*. Edited by P.C. Hemmer et al. (World Scientific, 1996), p. 899.
135. С.И. Пекар. Локальные квантовые состояния электрона в идеальном ионном кристалле. *ЖЭТФ* **16**, 341 (1946).
136. В.Л. Винецкий. Полярон. *Физика твердого тела: энциклопедический словарь*, Т. 2, под ред. В.Г. Барьяхатра и др. (Наукова думка, 1998) [ISBN: 966-00-0073-1].
137. T. Holstein. Studies of polaron motion. Part II. The "small" polaron. *Ann. Phys.* **8**, 343 (1959).
138. A.S. Davydov, N.I. Kislukha. Solitons in one-dimensional molecular chains. *Phys. Status Solidi B* **75**, 735 (1976).
139. V.V. Krasnogolovets, P.M. Tomchuk. The anharmonicity influence on the proton conductivity of an hydrogen-bonded chain. *Phys. Status Solidi B* **131**, 865 (1985).
140. V.V. Krasnogolovets, P.M. Tomchuk. The Coulomb correlations and the electric field local heterogeneities on the proton conductivity of hydrogen bonded chains. *Phys. Status Solidi B* **130**, 807 (1985).
141. V.V. Krasnogolovets, P.M. Tomchuk. The influence of external effects on the proton conductivity of an hydrogen-bonded chain. *Phys. Status Solidi B* **138**, 727 (1986).
142. V.V. Krasnogolovets, N.A. Protsenko, P.M. Tomchuk, V.S. Guriev. The mechanism of bacteriorhodopsin functioning. I. The light-induced proton throw-over by retinal. *Int. J. Quantum Chem.* **33**, 327 (1988).
143. V.V. Krasnogolovets, N.A. Protsenko, P.M. Tomchuk. The mechanism of bacteriorhodopsin functioning. II. Ejection and injection of proton. *Int. J. Quantum Chem.* **33**, 349 (1988).
144. V.V. Krasnogolovets, V.B. Taranenko, P.M. Tomchuk, M.A. Protsenko. Molecular mechanism of light-induced proton transport in bacteriorhodopsin. *J. Mol. Struct.* **355**, 219 (1995).
145. R. Müller, H. Pagnia. Water-influenced switching in discontinuous Au film diodes. *Mater. Lett.* **2**, 283 (1984).
146. В.В. Красноголовец, П.М. Томчук. К теории феномена водно-зависимого включения тока в непрерывных металлических пленках. *УФЖ* **36**, 1392 (1991).
147. P.M. Tomchuk, S.P. Luk'yanets. Coherent tunnel repolarization of a hydrogen bonded chain. *Condens. Matter Phys.* **14**, 203 (1998).
148. P.M. Tomchuk, S.P. Luk'yanets. Coherent tunnel repolarization of a short hydrogen-bonded chain. *J. Mol. Struct.* **513**, 35 (1999).
149. P.M. Tomchuk, S.P. Lukyanets. Coherent proton tunneling in a short hydrogen bonded chain. *Phys. Status Solidi B* **218**, 291 (2000).
150. A. Braun, Q. Chen. Experimental neutron scattering evidence for proton polaron in hydrated metal oxide proton conductors. *Nat. Commun.* **8**, 15830 (2017).
151. V. Mohaček-Grošev, J. Grdadolnik, D. Hadži. Evidence of polaron excitations in low temperature Raman spectra of oxalic acid dihydrate. *J. Phys. Chem. A* **120**, 2789 (2016).

Одержано 17.07.25

I.S. Gandzha, V.A. Shenderovskiy, L.M. Barabash, V.V. Gozhenko, V.V. Krasnogolovets, S.B. Chernyshuk

SCIENTIFIC LEGACY OF PETRO TOMCHUK IN THE FIELDS OF THEORETICAL PHYSICS AND CONDENSED MATTER PHYSICS

In this paper, the main scientific results of the outstanding Ukrainian theoretical physicist Petro Tomchuk (January 2, 1934–October 7, 2024) are reviewed. P.M. Tomchuk worked in various areas of condensed matter physics, including semiconductor physics, metal physics, soft matter physics, and nanophysics. This review article on the scientific legacy of P.M. Tomchuk focuses on his research of kinetic and optical phenomena in semiconductors, carrier transport in semiconductor structures, electron-lattice energy transfer and hot electrons in semiconductors and metal island films, optical properties of metal nanoparticles and their ensembles, liquid crystals and colloids, and molecular structures with hydrogen bonds.

Keywords: theoretical physics, condensed matter physics, solid-state physics, nanophysics, semiconductors, hot electrons, liquid crystals, hydrogen bonds, polaron, proton conductivity.