

- 
71. Янцевич А.А. Учёт перекоса цилиндрической аппаратуры при оптических измерениях в потоке вязкой жидкости / А.А.Янцевич // Укр. фіз. журн. — 1966. — Т.11, № 11. — С.1238—1242.
72. Livshits M.S. Operator Colligations in Hilbert Spaces / M.S. Livshits, A.A.Yantsevich. — New-York: John Wiley and Sons, 1979. — 208 p.
73. Yantsevich A. A. Nonstationary Sequences in Hilbert Space. I. Correlation Theory / A.A.Yantsevich // Journal of Soviet Mathematics. — 1990. — Vol.48, № 4. — P. 491— 493.
74. Yantsevich A. A. Nonstationary Sequences in Hilbert Space. II. Spectral Representation / A.A.Yantsevich // Journal of Soviet Mathematics. — 1990. — Vol.48, № 5. — P. 615 — 618.
75. К теории колебаний в случайной среде / М.М. Бендерский, В.И. Баранов, Н.Н. Ясницкая, А.А. Янцевич // Радиофизика и радиоастрономия. — 1999. — Т.4, № 2. — С. 145—152.
76. Янцевич А.А. Спектральная теория некоторых нестационарных классов нестационарных случайных векторных функций / А.А.Янцевич, Н.Ю.Петрова // Вестн. Харьк. нац. технич. ун-та радиоэлектроники (Радиоэлектроника и информатика). — 2007. — № 4. — С. 37—40.

*Інститут радіофізики і електроніки ім. О.Я.Усикова НАН України (Харків)  
Центр досліджень науково-технічного потенціалу та історії науки  
ім.Г.М.Доброва НАН України (Київ)*

*О.В. Мойко*

## **ІСТОРІЯ ВІДКРИТТЯ ФОНОНА**

Одне з питань в історії фізики, що потребує деяких уточнень, є питання про першість у введенні в обіг поняття “фонон”, яке широко використовується в теорії теплоємності твердого тіла, в теорії електропровідності металів та інших суміжних галузях фізики. Першопроходцями в даній області стали А. Ейнштейн, М. Борн, Т. фон Карман, П. Дебай, Р. Пайерлс, І. Тамм. Спробуємо здійснити на основі першоджерел порівняльний аналіз стану досліджень і з’ясувати, хто першим використав поняття “фонон”. До цього часу такі дослідження не проводились і тому узагальнюючих і всеохоплюючих матеріалів по даній темі немає. У літературі існує багато точок зору на питання першості у відкритті “квазічастинки” в цілому та поняття “фонон” зокрема [1 — 6].

Деякі автори ведуть початок вживання поняття “квазічастинки” від

Л. Ландау, інші — від І. Тамма. Зокрема, М. Каганов та В. Френкель у своїй книзі “Вехи истории физики твердого тела” в таблиці “Основные события в физике твердого тела” (охоплює період з 1675 по 1978 роки), явно вказують, що поняття “фонон” введено І.Таммом (1930). Однак сам Тамм писав, що йому приписують це відкриття. Крім того, в 1929 році опублікована праця Пайерлса про теплоємність твердих тіл, в якій вже використовується квазічастинка “фонон”. У тому ж 1929 р. фононами оперує Ф.Блох в праці “Визначення температурної залежності питомого опору чистих металів, зумовленого взаємодією електронів з фононами”. З огляду на наведені факти маємо констатувати, що питання залишається відкритим. Більш глибоке дослідження проблеми приводить нас до праць Ейнштейна, Борна, Кармана, Дебая, Па-

йерлса та Тамма. У процесі бібліографічного пошуку відшукування праць Ейнштейна, Пайерлса, Тамма та Дебая не викликало великих труднощів. Основною проблемою стала відсутність у вітчизняних бібліотеках праць Борна і Кармана по даній темі, зокрема статті “Про коливання у просторових решітках фізичних тіл” (1912). Пошук даної статті у мережі Інтернет також ніяких результатів не дав. Єдине, що вдалося виявити, це посилання на дану статтю. Однак самого першоджерела знайти не вдалося. Лише завдяки особистому сприянню Ю.О. Храмова дана стаття була передана авторові з берлінської бібліотеки. Після отримання копії оригінала стало можливим порівняти працю Борна і Кармана з працями інших авторів. Через певний час було зібрано практично всі значущі наукові праці по даній тематиці [7 — 17]. Далі спробуємо в хронологічній послідовності проаналізувати їх, приділяючи особливу увагу висвітленню в цих працях поняття “фонон”. Та насамперед визначимось з означенням фононів у сучасній інтерпретації [18—20].

Отже, будь-який аналітичний опис макроскопічної системи, яка складається з великої кількості частинок, повинен базуватись на низці адекватних припущень, що дають можливість довести результати “до числа”, і при цьому знаходитися в узгодженні з експериментальними даними.

Якщо йдеться про вивчення достатньо розрідженого газу зі слабкою (або короткочасною) взаємодією, то досить обмежитися визначенням кінетичної енергії і енергії парної взаємодії між частинками.

При збільшенні щільності числа частинок або характерного радіусу взаємодії виникає необхідність обліку

багаточастинкових взаємодій. Проте вже при обліку тільки тричастинкової взаємодії завдання стає аналітично нерозв’язним навіть в класичному випадку, тобто в рамках класичної гамільтонової механіки.

Типові конденсовані середовища складаються з макроскопічного числа частинок, які, як правило, сильно взаємодіють одна з одною. До конденсованих середовищ належать рідини і тверді тіла, до яких формально відносяться також такі екзотичні об’єкти, як квантові кристали, рідкі кристали, квантові рідини і т.д. У деяких випадках, коли на практиці потрібні визначені макроскопічні характеристики системи, достатньо обмежитися описом конденсованих середовищ в рамках теорії суцільного середовища. У цих випадках теорія повністю нехтує ефектами, пов’язаними з внутрішньою мікроскопічною структурою речовини. Проте, як правило, в реальних ситуаціях виникає необхідність в отриманні інформації про мікроскопічні властивості системи. Більше того, це необхідно навіть для коректної побудови термодинамічних параметрів середовища. У цих випадках виникає питання про те, як достатньо просто і водночас коректно описати таку сильно взаємодіючу систему. Виявляється, що в багатьох практично важливих випадках класичне або квантове завдання сильно взаємодіючих тіл можна переформулювати в термінах незалежних або майже незалежних фіктивних тіл, які називають квазічастинками. У рамках квазічастинкового підходу багато завдань для сильно взаємодіючих систем виявляються вирішеними з потрібною точністю.

Відмітимо, що в літературі часто використовується поняття елементар-

них збуджень середовища як квантів деякого колективного процесу. Ми не розрізнятимемо поняття квазічастинок і елементарних збуджень, щоб підкреслити їх спільність в рамках квантово-механічного опису.

Отже, фонони — кванти коливань густини конденсованого середовища. Це можуть бути як звукові, тобто періодичні, коливання, так і теплові (хаотичні). Іншими словами, фонон — квазічастинка, що ставиться у відповідність хвилі зсувів атомів (іонів) і молекул кристала від положення рівноваги. Енергія фонона  $\varepsilon = \hbar\omega(k)$ , квазіімпульс  $p = \hbar k$ , де  $\omega$  — частота коливань атомів,  $k$  — квазіхвильовий вектор. Коливальна енергія кристала приблизно дорівнює сумі енергій фононів. В енергію фононів не прийнято включати енергію нульових коливань кристалічної ґратки. Число теплових фононів тим більше, чим вище температура тіла. Середнє число  $n$  фононів даного типу з енергією  $\varepsilon$  визначається формулою Планка:

$$\bar{n}(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}$$

Теплоємність кристалічного тіла практично збігається з теплоємністю газу фононів. Теплопровідність кристала можна описати як теплопровідність газу фононів. Фонони взаємодіють один з одним, з іншими квазічастинками (електронами, магнонами та ін.), а також з дефектами кристалічної ґратки (вакансіями, дислокаціями, чужорідними вкрапленнями). Розсіювання електронів провідності при взаємодії з фононами — основний механізм електричного опору кристалічних провідників. Електрони, випромінюючи і поглинаючи фонон, притягаються один до одного. Колективні коливання вели-

чезного числа частинок, що складають тверде тіло, — це те ж саме, що хвилі визначеної довжини у твердому тілі, наприклад звукові хвилі. Якщо вивести будь-який атом з положення рівноваги, то збудження буде поширюватися тілом зі швидкістю звуку. Тепловий рух у твердому тілі можна розглядати як поширення звукових хвиль. Але будь-яка хвиля складається з квантів. У світловій хвилі це фотони, у звуковій — фонони, тобто хвиля зсувів з визначеними довжиною і частотою. Фонон — елементарний нерозкладний рух, хоча в ньому беруть участь всі атоми.

Своєрідність квазічастинок — фононів — виявляється не тільки в залежності їх енергії від квазіімпульсу, але й у характері їх взаємодії одна з одною. Два фонони, зіштовхнувшись один з одним, можуть зовсім зникнути, при цьому виникне фонон з енергією, рівною сумі енергій фононів, що зіштовхнулися. Фононів тим більше, чим інтенсивніший тепловий рух атомів, тобто чим вища температура. Зростання числа фононів з підвищенням температури приводить до того, що вони зіштовхуються частіше, а це значить, що зменшується час життя кожного окремого фонона.

Фізика квазічастинок тісно пов'язана з теорією теплопровідності твердих тіл. Багато питань неможливо пояснити без використання квазічастинок. Відомо, що тепло передається від більш нагрітих частин тіл до менш нагрітих, а також, що механізмами теплопередачі є: конвекція, випромінювання і кондукція. У твердих тілах за передачу тепла відповідають два останніх механізми, але в основному теплопередача здійснюється кондукцією (теплопровідністю). Роль випромінювання зростає до рівня теплопровідності лише в прозорих кристалах при високих температурах.

Актуальність досліджень теплопровідності різко зросла в ХІХ столітті у зв'язку з науково-технічним прогресом, що намітився. Тоді звернули увагу на те, що метали з високою електропровідністю ( $\sigma$ ) володіють і високою теплопровідністю ( $\lambda$ ). Відеман і Франц (1853) [18] виявили пропорційність відношення  $\lambda/\sigma$  температурі для різних металів при даній її величині. Чисельне значення відношення  $T$  було назване числом Лоренца, оскільки ним було дано теоретичне обґрунтування (1881) цього факту [18]. Слід зазначити, що закон Відемана — Франца добре виконується при високих температурах й істотно порушується при низьких.

У металах теплопровідність складається з електронної і гратчастої складових, тобто за наявності градієнта температури тепла енергія переноситься не тільки електронами, але і квантами теплових збуджень кристалічної решітки. Внесок останньої в металах незначний ( $\approx 10\%$ ). Цей факт свого часу привів до помилкової думки, що завдяки електронній складовій теплопровідність металів значно вища, ніж діелектриків. Проте теплопровідність таких речовин, як алмаз, ВеО та ін., в максимумі того ж порядку, як і у металів з найвищою теплопровідністю (Cu, Ag, Al), а при кімнатних температурах теплопровідність алмазу вища, ніж цих металів, більш ніж в 5 разів. Кондуктивний теплоперенос в неметалах, крім взаємодії атомів, реалізується також біполярним (перенесення енергії парою електрон-дірка), магнетонним (передача тепла квантами збуджень магнітних моментів) механізмами і т.д., але основним все-таки є решітчастий.

Кристалічна гратка — це сукупність атомів, пов'язаних між собою

квазіпружними силами, що мають природу кулонівської взаємодії. Коливання гратки є суперпозицією коливань атомів з різними частотами. Теплова енергія, що підводиться до кристала, викликає коливання атомів зі всілякими частотами, які розповсюджуються в різних напрямках. Взаємодія таких хвиль приводить до дисипації їх енергії через ангармонізм коливань. Оскільки зміна сили з відстанню не підкоряється закону Гука, коливання атомів у твердих тілах в загальному випадку не є гармонійними. Гармонійні хвилі, згідно принципу суперпозиції, повинні були б розповсюджуватися, не розсіюючись одна на одній.

Тепло в твердих тілах передається у вигляді пружних біжучих хвиль, (стоячі хвилі енергію не переносять). Розповсюдження біжучих хвиль в тілах, які мають обмежені розміри, означає, що хвилі не зазнають повного віддзеркалення від меж, а розсіваються. Наприклад, передача тепла в навколишній простір, тобто існування температурного градієнта, створює умову нескінченності меж. Для опису процесів розповсюдження тепла різні моди коливань замінюються набором біжучих хвиль (зі швидкістю звуку). Кожному набору таких хвиль зіставляється квазічастинка з енергією  $\varepsilon_i$  і імпульсом  $\hbar k_i$ .

Швидкість цих квазічастинок в загальному випадку визначається гру-

повою швидкістю  $v_{гр} = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ , на від-

міну від фазової для стоячої хвилі. Введений таким чином квант пружної енергії був названий фононом по аналогії з квантом електромагнітних коливань — фотоном.

У зв'язку з цим при інтерпретації теплопровідності кристал іноді порів-

нюють з “ящиком, заповненим фононним газом”.

Зі статей А. Ейнштейна “Теория излучения Планка и теория удельной теплоемкости.” (1906) [13], “Поправка к моей работе «Теория излучения Планка и теория удельной теплоемкости»” (1907) [14] та статті М. Борна і Т. фон Кармана “Про коливання у просторових ґратках фізичних тіл” (1912) [15] легко бачити, що в них описано саме фонони. У працях 1906—1907 років А. Ейнштейн зазначає: “У названій вище праці, опублікованій цього року в січневому номері, я писав: «Відповідно до досліджень Друде, ці власні частоти варто приписати самим важким атомам (атомарним іонам). Таким чином, носіями тепла у твердих тілах (ізоляторах) швидше за все є тільки позитивні атомні іони».

Це положення не можна підтримувати по двох причинах. По-перше, варто припустити існування не тільки позитивних, але й негативних атомарних іонів. По-друге, і це найголовніше, з досліджень Друде не випливає, що будь-яке коливне елементарне утворення, яке виступає в ролі носія тепла, неодмінно має електричний заряд. Таким чином, з існування області поглинання, імовірно, можна (при зазначених обмеженнях) зробити висновок про існування деякого виду елементарних утворень, що вносять у питому теплоємність додаток з характерною залежністю від температури; однак зворотний висновок буде незаконним, оскільки дуже імовірно, що можуть існувати незаряджені носії тепла, які не беруть участі в оптичних явищах...”.

Як бачимо, А. Ейнштейн вперше зробив припущення про існування частинок, які беруть участь в передачі тепла та яким властивий коливальний

рух. Ці припущення стали підґрунтям, на яке могли спиратися Дебай, Борн, Пайерлс та Карман в своїх дослідженнях. На підтвердження вищесказаного наведемо наступне: М. Борн і Т. фон Карман у вступі до статті “Про коливання у просторових ґратках фізичних тіл” пишуть: “В останні роки різноманітними способами намагаються пов’язати оптичні, електричні та термічні властивості твердих тіл з «вільними власними коливаннями» молекулярної просторової решітки. ... Ейнштейн ідентифікував власні коливання, що мають пружні властивості, з числом коливань, яке за його знаменитою формулою для питомої теплоємності твердих тіл повинне виступати проти подачі теплоти при низьких температурах. З подачею теплоти ці власні коливання вступають в зв’язок з рядом інших термічних величин (температурою плавлення, теплового розширення).” У цій статті вони проводять детальний розгляд коливань в просторових решітках і їх зв’язку з теплоємністю. Фактично М. Борн і Т. фон Карман описали фонони та їх властивості, про що і свідчить їх стаття від 1912 року, на яку ми щойно посилалися. У працях А. Ейнштейна немає прямої вказівки на нові частинки, тому можна сказати, що фонони в його працях існують в неявному вигляді. А. Ейнштейн показав, що середня енергія осцилятора, згідно з квантовою теорією, відрізняється від значення, яке дає класична теорія. Якщо згідно з останньою  $\bar{\epsilon} = h\nu$ , то в кван-

$$\bar{\epsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1}.$$

Якщо розглядати тверде тіло як сукупність  $N$  одновимірних гармонійних осциляторів, що коливаються незалежно з однаковою частотою

$V$ , то можна отримати формулу для розрахунку теплоємності, в якій виражено її температурну залежність:

$$c = 5,94 \frac{e^{h\nu/(kT)} \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2}{\left(e^{h\nu/(kT)} - 1\right)^2}.$$

А. Ейнштейн використовував спрощуюче припущення, що всі атоми коливаються з однією і тією ж частотою  $\omega$ . Для повної енергії в цьому випадку отримуємо вираз:

$$E = 3N \left\{ \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/\beta} - 1} \right\}.$$

Енергія  $E$  тут прямує до свого класичного значення  $3NkT$ , коли температура  $T$  стає набагато більшою температури Ейнштейна  $T_E = \frac{\hbar\omega}{k}$ . При низьких температурах надмірна (в порівнянні з нульовою) енергія системи поводить як функція Больцмана  $e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$ . Це впливає з того, що для досягнення навіть найнижчого збудженого стану системи треба надати їй кінцеву енергію  $\hbar\omega$ .

Модель Ейнштейна враховує квантово-механічні ефекти і пояснює, принаймні якісно, зменшення теплоємності при низьких температурах. Кількісно ж апроксимація Ейнштейна приводить до хорошого узгодження теорії з дослідами всюди, крім області низьких температур. Його теорія лише якісно співпадала з результатами експерименту. Ейнштейн сам писав пізніше: "Причину слід шукати в тому, що теплові коливання сильно відрізняються від монохроматичних, цим коливанням відповідає не одна певна частота, а певний діапазон частот".

У 1914 р. Дебай [7], розглядаючи розсіяння пружних хвиль як розсіяння світла в туманному середовищі, вивів

формулу для теплопровідності кристалічної решітки, аналогічну класичній формулі теплопровідності газу:

$$\lambda_{TM} = \frac{1}{3} C \gamma v \quad 2\tau = \frac{1}{3} C \gamma v,$$

де  $C$  — питома теплоємність решітки;  $\gamma$  — густина речовини;  $v$  — середня теплова швидкість фононів (швидкість звуку);  $\ell$  — довжина вільного пробігу фононів, що не перевищує лінійного розміру кристала  $L$ ;  $\tau$  — коефіцієнт, характеризуючий час, протягом якого енергія пружної біжучої хвилі спадає в  $e$  разів:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 e^{-\frac{\ell}{\tau}}.$$

По аналогії із законом Бугера (1729)  $\tau$  називають часом релаксації через відповідну розмірність. Проте цей коефіцієнт показує ступінь зниження або наростання досліджуваних процесів з часом.

Теорія Дебая значно краще відповідала дослідним даним, ніж теорія Ейнштейна. Дебаєвська модель твердого тіла розглядала тільки коливання частинок ґратки і не брала до уваги внесок в теплоємність з боку електронів, хоча в його працях також існувала ідея фонона. Дана модель потребувала подальшої доробки та уточнення.

Розглянемо модель, запропоновану Дебаєм, детальніше. Ми бачимо, що при низьких температурах  $\omega_{k\lambda} = s_\lambda k$ . Дебай використовував це співвідношення у всьому інтервалі температур, припустивши, крім того, що швидкість звуку  $s$  постійна, тобто не залежить ні від поляризації, ні від напрямку розповсюдження хвилі. Таким чином, при низьких температурах, коли допустима формула

$$E_T = \frac{\pi^2 L^3 (kT)^4}{10 \hbar^3 s_{cp}^3}, \quad \text{апроксимація Дебая зводиться до } E_T = \frac{\pi^2 L^3 (kT)^4}{10 \hbar^3 s_{cp}^3} \quad 3$$

$s = s_{\text{cp}}$ . Проте при високих температурах апроксимація Дебая приводить до класичного результату. Інакше кажучи, вона хороша як при високих, так і при низьких температурах. Тому можна говорити, що вона виявиться не дуже грубою і в проміжній області.

Як вже говорилося, є  $N$  можливих незалежних значень  $k$ . Замість того, щоб інтегрувати по елементарному осередку в оберненій ґратці, Дебай ввів еквівалентну сферу в  $k$ -просторі, визначивши її радіус так, щоб число станів усередині сфери дорівнювало належному числу ступенів свободи. Іншими словами, інтеграл по  $k$  береться в межах від нуля до  $k_D$ , де величина  $k_D$  визначається рівністю

$$k_D^3 = \frac{(2\pi)^3 3N}{4\pi L^3} = \frac{6\pi^2 N}{L^3}.$$

Далі вводиться дебаєвська температура  $\theta_D$ , пов'язана з  $k_D$  формулою

$$\hbar\omega_D = \hbar s k_D = \kappa\theta_D.$$

Таким чином, одержуємо той же результат, що і раніше в разі низьких температур, з тією лише відмінністю, що тепер  $s_\lambda = s$  і верхня межа інтегрування є не нескінченність, а  $x_0 = \frac{\hbar s k_D}{\kappa T} = \frac{\theta_D}{T}$ . Тому замість

рівності  $E_T = \frac{\pi^2 L^3}{10 \hbar^3} \frac{(\kappa T)^4}{s_{\text{cp}}^3}$  маємо

$$E_T = L^3 \frac{(\kappa T)^4}{(2\pi \hbar)^3} \frac{12\pi}{s^3} \int_0^{\theta_D/T} dx \frac{x^3}{e^x - 1}.$$

Виражаючи  $s$  через  $\theta_D$ , остаточно одержуємо

$$E_T = 9N\kappa T \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\theta_D/T} dx \frac{x^3}{e^x - 1}.$$

Відповідним підбором дебаєвської температури  $\theta_D$  остання формула погоджується з експериментальними даними при будь-якій температурі. Якби дебаєвська апроксимація була точною, то визначена таким чином величина  $\theta_D$  залишалася б постійною. Проте, зважаючи на ряд припущень, зроблених при виведенні цієї останньої формули (особливо припущення про закон дисперсії  $\omega = sk$ ), не можна чекати точної постійності  $\theta_D$  при всіх температурах, окрім, імовірно, дуже високих або дуже низьких. Таким чином, формула, одержана в апроксимації Дебая, точна в обох граничних випадках високих і низьких температур і дає хорошу інтерполяцію в проміжній області.

Остаточно врахували дискретність, анізотропію та ангармонійність коливань кристалічної ґратки Борн та Карман. У їх теорії було враховано структуру кристалічної ґратки, яка в дослідженнях Ейнштейна та Дебая не враховувалась зовсім. Ця теорія за всіма пунктами була підтверджена експериментально.

У 1929 р. теорію решітчастої теплопровідності розвинув Пайерлс [8, 16], який показав, що вірогідність таких процесів, як зникнення двох фононів і виникнення одного, відмінна від нуля, якщо виконуються умови:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 &= \hbar\omega_3; \\ \hbar k_1 + \hbar k_2 &= \hbar k_3. \end{aligned}$$

Накладення умови закону збереження енергії і імпульсу для цих процесів приводить до випадків, коли сумарний вектор народжуваного фонона може бути або менше, або більше максимально можливого ( $\pm\pi/a$ ) у даних решітках.

У першому випадку народжений фонон рухатиметься в ту ж сторону



(нормальний,  $N$ -процес). Процеси, описані в другому випадку, отримали назву процесів перекидання ( $U$ -процес), тому що через відомі положення: 1) хвильовий вектор, що перевищує максимальний, еквівалентний вектору, рівному перевищенню над максимальним; 2) всі фізично значущі хвильові вектори знаходяться в межах від  $\pi/\alpha$  до  $\pi/\alpha$  (зона Бріллюена), напрям руху народжуваного фонона (вектор  $k_3$ ) протилежний векторам  $k_1$  і  $k_2$  (ясно, що саме ці процеси обмежують довжину вільного пробігу фонона). Така інтерпретація дозволила Пайерлсу наділити фонони властивістю розсіюватися, хоча вони, по суті, є квантами гармонійних коливань. При високих температурах  $T > T_D$  реалізуються  $U$ -процеси і довжина вільного пробігу  $\ell \leq 10^{-6}$ . Але з пониженням температури ( $T \ll T_D$ ) число фононів з великими імпульсами падає пропор-

ційно  $e^{-T_D/T}$ , довжина вільного пробігу фонона експоненціально росте, а отже, зростає і  $\lambda$ . При наближенні до  $T = 0$  К довжина вільного пробігу досягає розмірів кристала  $\ell \approx L$ , і вже межі перешкоджають вільному пробігу фононів. Цією обставиною пояснюються існування максимуму на залежності  $\lambda = f(T)$  і мінімуму на залежності  $W = f(T)$ . Нижче за температуру максимуму прагне до нуля пропорційно  $T^3$ , як і теплоємність.

Для нашого дослідження важливим є той факт, що Пайерлс оперував фононами вже в 1929 році. Це — щонайменше — збігається в часі з роботами І. Тамма, або — щонайбільше — на рік їх випереджає. Повертаючись до початку статті, відмітимо виявлені протиріччя в книзі “Вехи истории физики твердого тела” [1]. Перше протиріччя — це неузгодженість дат від-

носно введення І.Таммом в обіг поняття “фонон”. У таблиці “Основные события в физике твердого тела” [1] подано дату 1930 р. і разом з тим в тексті бачимо наступне: “... И.Е. Тамм в 1929 г. распространил на описание таких волн в кристаллах квантовомеханическое соотношение де Бройля ... Тамм сопоставил волнам с длиной волны  $\lambda$  и частотой  $\omega$  кванты звука, фононы, с энергией  $\hbar\omega$  и импульсом  $\hbar k$ .” Друге протиріччя виявляється у тому, що в вищезгаданій таблиці читаємо таке: “1929. Определение температурной зависимости удельного сопротивления чистых металлов, обязанного взаимодействию электронов с фононами. Ф.Блох”. Очевидна хронологічна розбіжність.

Для повного висвітлення поставленої проблеми наведемо ще один факт. У 1933 р. Макс Борн в своїй монографії “Атомна фізика” [21] пише про те, що уточнення до теорії теплоємності твердого тіла були внесені ним і Карманом, з одного боку, та Дебаєм з іншого, незалежно один від одного. Там же зустрічаємо і таке посилання: “Найпростіший метод, придатний для опису кристалів, ґратки яких складені з атомів одного сорту, запропонований Дебаєм і полягає в наступному. Нормальні коливання атомів кристалічних ґраток у звичайній теорії пружності розглядаються як коливання кристала в цілому, хоча реальному спостереженню доступні, природно, лише коливання, довжина хвилі яких значно перевищує міжатомні відстані (звукові хвилі). Тому для наближеного обчислення енергетичної суми можна замінити спектр нормальних коливань атомів кристалічних решіток спектром пружних коливань кристала в цілому. Отже, необхідно вирішити проблему визначення спектра пружних коли-



вань твердого тіла, який згідно з підходом теорії пружності вважається безперервним. ... повернемося до визначення енергії атомів в твердому тілі.

Вираз 
$$U = \sum_{r=1}^{3L} \frac{h\nu_r}{e^{kT} - 1}$$
 можна пере-

творити таким чином: відносячи частоти  $\nu_r$  не до власних коливань, а до пружних хвиль, що виникають в твердому тілі. Оскільки число коливань в інтервалі від  $\nu$  до  $\nu + d\nu$  відоме, то суму замінимо інтегруванням, причому функція в підінтегральному виразі визначається кількістю коливань...” Зрозуміло, що хвилі в кристалі є не що інше як розповсюдження фононів. Отже, з наведеної цитати бачимо, що Борн в монографії прямо вказує на Дебая як автора нового методу. Тому питання пріоритетності можна вважати закритим.

Підводячи підсумок, спробуємо навести хронологічну таблицю, подібну до таблиці, наведеної в [1].

Вимальовується такий сценарій розвитку подій: 1907 р. — Ейнштейн розробляє квантову теорію теплоємності твердого тіла і вперше робить припущення про існування елементарних утворень, які беруть участь в передачі тепла та яким властивий коливальний рух, 1912 — 1914 рр. — Дебай розвиває теорію Ейнштейна, використовуючи безіменну квазічастинку, яка згодом з подачі І.Тамма одержить назву “фонон”, 1913 р. — Борн та фон Карман розвивають теорію теплоємності Дебая, також оперуючи поняттям фонона. Вони і приводять теорію до повного співпадання з експериментальними даними. Завершальним акордом є праця Пайерлса про теплопровідність твердих тіл (1928) та

**Хронологія праць, присвячених визначенню поняття фонону**

Рік	Наукова праця	Автор
1906	Теорія випромінювання Планка	А.Ейнштейн
1907	Квантова теорія питомої теплоємності твердих тіл, яка наближено описує її поведінку при низьких температурах	А.Ейнштейн
1912	Квантова теорія питомої теплоємності твердих тіл	П. Дебай
1912	Про коливання у просторових ґратках фізичних тіл	М. Борн, Т. фон Карман
1929	Визначення температурної залежності питомого опору чистих металів, зумовленого взаємодією електронів з фононами	Ф.Блох
1929	Квантова теорія розсіяння світла	І. Тамм
1929	Квантова теорія теплопровідності кристалічних ґраток	Р.Пайерлс
1931	Квантово-механічна теорія теплопровідності як руху газу фононів	Р.Пайерлс
1932	Електронна теорія металів	Р.Пайерлс

праця Ф. Блоха “Визначення температурної залежності питомого опору чистих металів, зумовленого взаємодією електронів з фононами” (1929). Методика побудови теорії виявилася дуже вдалою. Ідея використання

квазічастинок була підтримана рядом провідних вчених, і вже в 1931 р. Я.І. Френкель вводить нове поняття “екситони” — кванти збудження, що виникають при безструмовому поглинанні світла (екситон Френкеля ).

1. Каганов М. Вехи истории физики твердого тела / М. Каганов, В.Френкель. — М.: Наука. 1989.
2. Храмов Ю.А. Физики. Биографический справочник / Ю.А. Храмов. — М.: Наука. 1983.
3. Гельфер Я.М. История и методология термодинамики и статистической физики / Я.М.Гельфер. — М.: Высш. шк., 1985.
4. Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах / Д.Пайнс. — М.: Мир, 1965.
5. Кедров Ф. Цепная реакция идей / Ф.Кедров. — М.: Знание, 1975. — Серия «Творцы науки и техники».
6. Миснар А. Теплопроводность твердых тел. / А. Миснар\_ — М.: Мир, 1968.
7. Debye P. Vorträge über die kinetische Theorie der Materie Electricital / P. Debye. — Berlin, 1914.
8. Peierls R. // Ann. Phys. — 1929. — Vol. 3. — P. 1055.
9. Grüneisen E. // Handbuch der Physik. — 1926. — Bd. 10. — S. 21.
10. Ейнштейн А. Связь между упругими свойствами и удельной теплоемкостью твердых тел с одноатомными молекулами. (1911). / А.Ейнштейн // Собр. науч. тр. — М.: Наука, 1965.
11. Ейнштейн А. Замечания к моей работе: “Связь между упругими свойствами и удельной теплоемкостью твердых тел с одноатомными молекулами” (1911). / А.Ейнштейн // Там же.
12. Ейнштейн А. Элементарное рассмотрение теплового движения молекул в твердых телах. (1911). / А.Ейнштейн // Там же.
13. Ейнштейн А. Теория излучения Планка и теория удельной теплоемкости. (1906). / А.Ейнштейн // Там же.
14. Ейнштейн А. Поправка к моей работе «Теория излучения Планка и теория удельной теплоемкости». (1907). / А.Ейнштейн // Там же.
15. Борн М. Про коливання у просторових решітках фізичних тіл / М.Борн, Т.фон Карман // Physik. Zschr. — 1912. — Bd.13. — S. 297 — 309.
16. Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел / Р. Пайерлс. — М.: Иностран. лит., 1956.
17. Пайерлс Р. Электронная теория металов / Р. Пайерлс — М.: Иностран. лит., 1947. — С. 44-57.
18. Займан Дж. Электроны и фононы / Дж. Займан. — М.: Иностран. лит., 1962.
19. Палчаев Д.К. О связи фонон-фононной теплопроводности с коэффициентом теплового расширения / Д.К. Палчаев, Ж.Х. Мурлиева // Тр. VIII Всес. конф. “Теплофизические свойства веществ”. — Новосибирск, 1989. — Ч. 11. — С. 152—157.
20. Пекар С.И. Избранные труды / С.И. Пекар. — К.: Наук. думка, 1988.
21. Борн М. Атомная физика / М. Борн. — М.: Мир. 1965.

*Кам'янець-Подільський національний університет імені Івана Огієнка*