УДК 621.315.592

ISSN 1729-4428

Г.П. Гайдар

Механізми формування анізотропії термоелектричних і термомагнітних явищ у багатодолинних напівпровідниках

Інститут ядерних досліджень НАН України, пр. Науки, 47, Київ, 03680, Україна,
e-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

У роботі детально розглянуто механізми формування і способи виявлення макроскопічної анізотропії властивостей багатодолинних напівпровідників кубічної симетрії під дією направлених зовнішніх впливів (одновісна пружна деформація, магнітні (неквантуючі) поля довільної напруженості). Встановлено зв'язок між недіагональними компонентами тензора термо-ЕРС. $\hat{\alpha}$ як для n-Si, так і для n-Ge, а також з'ясовано причини, які приводять у випадку багатодолинних напівпровідників (навіть при незначній анізотропії розсіяння) до комутаційного ефекту, характерного для недіагональних компонентів.

Ключові слова: германій, кремній, теорія анізотропного розсіяння, термоелектричні явища, термомагнітні явища.

Стаття поступила до редакції 20.09.2012; прийнята до друку 15.12.2012.

Вступ

Успішний розвиток практичного застосування термоелектрики і неухильне зростання її ролі в метрології та енергетиці ставлять перед технологами і дослідниками, які займаються вивченням термоелектричних властивостей напівпровідників, створення термоелектричних матеріалів з максимально високими значеннями термоефективності ZT в розряд першочергових завдань. Деякі успіхи в цьому напрямку вже досягнуті, а саме: синтезовані напівпровідники, що застосовуються в якості гілок термопар, з термоефективністю $ZT \geq 1$ [1]. Є надія, що в недалекому майбутньому будуть одержані термоелектричні матеріали, які характеризуватимуться набагато вищими значеннями термоефективності ZT, ніж ті, що досягнуті до сьогоднішнього дня. Помітні успіхи досягнуті також і в теорії цих явищ, хоча для анізотропних напівпровідників некубічної симетрії послідовної мікроскопічної теорії термоелектричних явищ фактично поки що немає. Для таких напівпровідників ще не встановлено граничних значень термоефективності і не вияснено впливу структурних особливостей на їх термоелектричні властивості.

Електрофізичні властивості напівпровідників значним чином залежать не тільки від анізотропії на мікрорівні (анізотропії закону дисперсії і механізмів розсіювання носіїв струму на фононах і домішкових центрах, фононів на фононах і т. п.), але й від анізотропії на макрорівні, тобто, від природної (або наведеної, наприклад, за допомогою направленої пружної деформації) анізотропії всього кристалу.

До розробки теорії анізотропного розсіяння практично не було добре обґрунтованого і послідовно проведеного аналізу наслідків одночасного прояву анізотропії обох (названих вище) рівнів, тим більше – наслідків трансформації анізотропії мікрорівня на макрорівень під дією зовнішніх впливів на кристал. У зв'язку з цим виникла необхідність у проведенні послідовного аналізу, а у випадку багатодолинних напівпровідників – і необхідність уважного перегляду існуючих уявлень про вплив як внутрішніх характеристик (структурних та анізотропних особливостей кристалів), так і зовнішніх впливів на їх термоелектричні і термомагнітні властивості.

У даному огляді акцентована увага на механізмах формування і способах виявлення макроскопічної анізотропії властивостей багатодолинних напівпровідників кубічної симетрії під дією зовнішніх направлених впливів. Тобто, нижче проводиться детальний аналіз електронних процесів, які розвиваються в багатодолинних напівпровідниках кубічної симетрії під впливом одновісної пружної деформації, якщо названі об'єкти знаходяться в магнітних (неквантуючих) полях довільної напруженості.

З метою дотримання необхідної послідовності і внутрішньої логіки при виясненні ролі мікроскопічної анізотропії (тобто, анізотропії зонного спектру багатодолинних напівпровідників) у формуванні макроскопічної анізотропії фізичних властивостей (і, в першу чергу, термоелектричних явищ у таких кристалах), зупинимося коротко на еволюції вихідних уявлень, пов'язаних з названою вище задачею.

I. Важливі етапи розвитку уявлень про термоелектричні явища в анізотропних напівпровідниках

Основи теорії термоелектричних явищ були запропоновані в 1852 р. Вільямом Томсоном. У своїй праці "Динамічна теорія тепла" [2] (в якій було сформульоване і друге начало термодинаміки) В. Томсон уперше створив термодинамічну теорію термоелектрики, ввів основні параметри, які характеризують термоелектричні властивості тіл (тепер за ними закріплені назви коефіцієнтів: термо-ЕРС, Пельтьє і Томсона), встановив фундаментальні співвідношення між ними (відомі тепер під назвою співвідношень Томсона). Томсон розвинув також теорію термомагнітних явищ в анізотропних середовищах (напівпровідниках з анізотропним енергетичним спектром). Ним же вперше введено і такі фундаментальні поняття, як поперечне термоелектричне поле, поперечний ефект Пельтьє та інші. Користуючись сучасною термінологією, можна зазначити, що Томсон уперше ввів уявлення про термоелектричні коефіцієнти як про тензори, хоча сам він цією термінологією і не користувався.

Наступним кроком розвитку теорії термоелектричних явищ в анізотропних середовищах була теорія Вольдемара Фойгта, викладена в його монографії "Підручник кристалофізики", яку він опублікував у 1910 р. [3]. Необхідно відмітити, що в термодинамічну зворотність термоелектричних процесів Фойгт вірив, імовірно, більше, ніж Томсон. З цієї причини він ввів для опису термоелектричних явищ особливий "термоелектричний потенціал" (певний аналог вільної енергії), який можна застосовувати тільки у випадку дійсно зворотних процесів. Однак, як виявилося пізніше, деякі результати, одержані Фойгтом, розходилися з результатами Томсона, що було пов'язано з ефектом, відкритим дещо потому Бріджменом.

У 1925 р. Персі Вільямс Бріджмен відкрив нове термоелектричне явище, яке має місце в анізотропних середовищах [1, 4]. Суть цього явища полягає в тому, що якщо електричний струм протікає в середовищі під деяким кутом (відмінним від нуля чи $\pi/2$) до кристалографічних осей, то в цьому середовищі, крім тепла Джоуля і Томсона, виділяється ще додаткове тепло, яке тепер називається теплом Бріджмена. Це явище одержало назву ефекту Бріджмена.

У 1929 р. П. Еренфест та А. Рутгерс показали [5, 6], що з точки зору теорії Фойгта теплота Бріджмена не повинна виникати, а з точки зору теорії Томсона цей ефект повинен мати місце. Слід зауважити, що робота Еренфеста і Рутгерса була надзвичайно важливою (за своїми наслідками) не тільки для теорії термоелектричних явищ, але й для термодинаміки незворотних процесів у цілому. По-перше, саме в ній було показано вперше, що з теорії термоелектричних явищ Томсона випливає існування потоку ентропії. Пізніше це поняття було поширене на всі незворотні процеси і стало одним із основних у сучасній термодинаміці незворотних процесів. По-друге, Еренфест і Рутгерс, використовуючи уявлення про анізотропне розсіяння, одержали деякі результати і в рамках мікроскопічної теорії. Причина, за якої з їхньої теорії надалі не було виведено якихось конкретних результатів щодо кінетичних явищ в анізотропних середовищах, імовірно, полягала в тому, що в науці на той час не було ще самого поняття ефективної маси носіїв струму, а тому, природно, не могло існувати ніяких уявлень про її анізотропію.

У 1931 р. Ларс Онзагер [7, 8] обґрунтував так звану симетрію кінетичних коефіцієнтів. Він довів, що кінетичні коефіцієнти в лінійних незворотних процесах визначаються термодинамічними флуктуаціями в рівноважній системі, в якій відбуваються ці процеси.

Позначимо через $\vec{J}_i$ густину потоку (індекс i вказує на сорт потоку, наприклад, густина електричного струму, густина дифузійного потоку тощо), а через $\vec{X}_k$ – термодинамічну силу. Лінійними процесами називаються такі незворотні процеси, які можна описати рівняннями

$$\vec{J}_i = \sum_k L_{ik} \vec{X}_k , \tag{1}$$

де коефіцієнти L_{ik} називаються кінетичними коефіцієнтами. Наприклад, $\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}$ – локальна форма закону Ома і $\vec{q} = -\hat{\chi} \nabla T$ – локальна форма закону Фіка є окремими випадками лінійних незворотних процесів. Для кінетичних коефіцієнтів L_{ik}, що пов'язують потоки з "узагальненими силами" $\vec{X}_i$ за допомогою виразу (1), Онзагером було доведено принцип симетрії, який описується співвідношенням

$$L_{ik} = L_{ki} . \tag{2}$$

Цей принцип має фундаментальне значення в сучасній термодинаміці незворотних процесів, однак його важливість для науки стала повністю осмисленою лише багато років потому, про що свідчить присудження Онзагеру Нобелівської премії у 1968 р. за принцип симетрії кінетичних коефіцієнтів, обґрунтований ним 37 років назад.

У 1945 р. голландський фізик-теоретик Хендрік Бругт Герхард Казімір [9] встановив співвідношення симетрії кінетичних коефіцієнтів (подібні до (2)), виходячи із загальної теорії флуктуацій при наявності магнітного поля (їх називають тепер співвідношеннями симетрії Онзагера-Казіміра. Він показав, що

$$L_{ik}\left(\vec{H}\right)=L_{ki}\left(-\vec{H}\right), \qquad (3)$$

Співвідношенню (3) задовольняють компоненти тензорів питомої електропровідності $\hat{\sigma}\left(\vec{H}\right)$ і питомого опору $\hat{\rho}\left(\vec{H}\right)$, а також питомої теплопровідності $\hat{\chi}\left(\vec{H}\right)$. Що ж до термомагнітного тензора $\hat{\alpha}\left(\vec{H}\right)$ і тензора Пельтьє $\hat{\Pi}\left(\vec{H}\right)$, то співвідношення Онзагера-Казіміра (надалі – Онзагера) для компонент цих тензорів записується у вигляді

$$\alpha_{ik}\left(\vec{H}\right)T=\Pi_{ki}\left(-\vec{H}\right), \qquad (4)$$

Нагальна необхідність розгляду кінетичних явищ у багатодолинних напівпровідниках ефективно стимулювала розвиток теорії термоелектричних і термомагнітних явищ в анізотропних середовищах. Перші результати в цьому напрямку одержані в роботах Херрінга, Джебла і Кунцлера [10 - 12], в яких розглянуті поздовжній і поперечний ефекти Нернста-Еттінгсгаузена в *n*-германії. У цих роботах, зокрема, був врахований ефект фононного захоплення. Та все ж таки внаслідок деякої недосконалості загальної теорії твердого тіла, автори робіт [11, 12] не могли на той час розвинути послідовну мікроскопічну теорію термомагнітних явищ в електронному германії, хоча ряд вихідних положень такої теорії (теорії анізотропного розсіяння) і було вже викладено в роботі Херрінга і Фогта [13].

Цікавість до термоелектричних і термомагнітних явищ у багатодолинних напівпровідниках обумовлена їх вивченням при одновісній пружній деформації таких кристалів у напрямках, які не співпадають з найбільш симетричним розміщенням осі деформації по відношенню до ізоенергетичних еліпсоїдів, оскільки в цьому випадку відбувається міждолинний перерозподіл електронів, який приводить до суттєвої анізотропії п'єзоелектричних і п'єзотермомагнітних ефектів.

При вивченні багатодолинних напівпровідників (на відміну від напівпровідників з найпростішою зонною структурою) відразу були знайдені принципово нові явища, такі як ефект Грабнера [14] і його термомагнітний аналог [15, 16], комутаційний ефект [17 – 19] та ін.

У деякому сенсі новою сходинкою в розвитку теорії термоелектричних і термомагнітних властивостей є роботи Львова [20, 21], в яких з феноменологічної точки зору розглянуто гальванотермомагнітні явища у слабко деформованих кристалах кубічної симетрії. У цих роботах теоретично одержано ряд принципово нових результатів, таких як парний і непарний по магнітному полю термомагнітний аналог ефекту Грабнера, непарний поздовжній ефект Нернста-Еттінгсгаузена при наявності деформації у слабкому магнітному полі, парний ефект Холла у неквантуючих магнітних полях довільної напруженості та ін.

Подальший розвиток теорія анізотропного розсіяння одержала у фундаментальному циклі робіт А.Г. Самойловича зі співробітниками (див., наприклад, [17, 22 - 25]), в яких послідовно були враховані ефекти електрон-фононного захоплення [26, 27]. Суть основних положень теорії анізотропного розсіяння полягає в наступному. Приймається, що носій струму в напівпровіднику має анізотропну ефективну масу. Взаємодіючи з дефектами кристалічної ґратки, носій струму розсіюється, причому розсіюється анізотропно. Під анізотропією розсіяння розуміють залежності імовірності розсіяння носія струму W не тільки від кута розсіяння (тобто, кута між квазіімпульсами – тим, що розсіюється, і розсіяним), але й від орієнтації цього кута відносно кристалографічних осей. Тобто, при пружному розсіянні $W=W\left(E;\ \vartheta,\phi;\vartheta',\phi'\right)$, де E – енергія електрона; ϑ, ϕ і ϑ', ϕ' – сферичні кути квазіімпульсу електрона до і після розсіяння відповідно. На відміну від цього у найпростішому випадку стандартної зони провідності (*c*-зони), яка характеризується однією долиною та ізотропністю ефективної маси, ймовірність розсіяння описується співвідношенням типу $W=W\left(E;\cos\theta\right)$, де $\cos\theta=\cos\vartheta\cos\vartheta'+\sin\vartheta\sin\vartheta'\cos\left(\phi-\phi'\right)$.

Слід зауважити, що анізотропія розсіяння забезпечує неколінеарність напрямку електричного струму (в системі електронів, що належать одній долині) і напрямку вектора напруженості електричного поля $\vec{E}$ чи градієнта температури ∇T. Таким чином, навіть у кубічних кристалах (і за відсутності $\vec{H}$) кінетичні коефіцієнти, які описують властивості системи електронів, що належать до однієї долини, є не скалярами, а тензорами. Інші особливості термоелектричних і термомагнітних явищ у багатодолинних напівпровідниках є наслідком додавання відповідних термострумів, що виникають в окремих долинах. Зазначимо, що в загальному випадку одновісна пружна деформація приводить до ефекту перерозподілу електронів між долинами в багатодолинних напівпровідниках, що призводить, як правило, до різкої зміни анізотропії кінетичних явищ в їх об'ємі. Усе це знаходить своє природне відображення в структурі термомагнітного тензора $\hat{\alpha}\left(\vec{H};X\right)$, характерній для таких кристалів.

Коротко зупинимося на класифікації можливих термомагнітних вольтаїчних ефектів в анізотропному середовищі, розробленій авторами [28] в рамках єдиних уявлень. При наявності в електрон-фононній системі градієнта електрохімічного потенціалу $\nabla\xi$ і градієнта температури ∇T в ній виникають потоки заряджених частинок $\vec{j}$ і тепла $\vec{q}$, які описуються узагальненими законами електро- і теплопровідності

$$\vec{j}=-\hat{\sigma}\left(\vec{H}\right)\left(\nabla\xi-\hat{\alpha}\left(\vec{H}\right)\nabla T\right),$$

$$\vec{q}=-\hat{\chi}\left(\vec{H}\right)\nabla T+\hat{\Pi}\left(\vec{H}\right)\vec{j},$$

причому тензор питомого опору $\hat{\rho}\left(\vec{H}\right)$ є оберненим до тензора питомої електропровідності, тобто $\hat{\sigma}(\vec{H})\hat{\rho}(\vec{H})=\hat{\rho}(\vec{H})\hat{\sigma}(\vec{H})=\hat{I}$, де $\hat{I}$ – одиничний тензор.

Кожен із кінетичних тензорів можна представити у вигляді суми симетричної (індекс s) і антисиметричної (індекс a) складових частин

$$\hat{A}(\vec{H})=\hat{A}^{(s)}(\vec{H})+\hat{A}^{(a)}(\vec{H}), \qquad (5)$$

Позначимо через $\hat{\sigma}^{(s)}(\vec{H})$, $\hat{\rho}^{(s)}(\vec{H})$ і $\hat{\chi}^{(s)}(\vec{H})$ парні, а через $\hat{\sigma}^{(a)}(\vec{H})$, $\hat{\rho}^{(a)}(\vec{H})$ і $\hat{\chi}^{(a)}(\vec{H})$ – непарні по $\vec{H}$ функції. Після цього всі гальваномагнітні ефекти зручно розділити на дві групи: парні і непарні по $\vec{H}$. Докладніше класифікація гальваномагнітних ефектів розглянута в [24]. Оскільки, згідно з (4), співвідношення Онзагера пов'язують між собою компоненти різних тензорів, то не можна стверджувати, що парні і непарні частини тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ мають певну симетрію щодо тензорних індексів i і k. Хоча і в цьому випадку зручно виділити групу парних і непарних термомагнітних ефектів. Запишемо симетричну і антисиметричну частини термомагнітного тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ у вигляді сум парної (знак "+") і непарної (знак "–") по магнітному полю частин:

$$\left.\begin{aligned}\hat{\alpha}^{(s)}(\vec{H})&=\hat{\alpha}^{+s}(\vec{H})+\hat{\alpha}^{-s}(\vec{H})\\ \hat{\alpha}^{(a)}(\vec{H})&=\hat{\alpha}^{+a}(\vec{H})+\hat{\alpha}^{-a}(\vec{H})\end{aligned}\right\}, \qquad (6)$$

Формула (5) для термомагнітного тензора з урахуванням (6) має вигляд

$$\hat{\alpha}(\vec{H})=\hat{\alpha}^{+s}(\vec{H})+\hat{\alpha}^{-s}(\vec{H})+\hat{\alpha}^{+a}(\vec{H})+\hat{\alpha}^{-a}(\vec{H}), \quad (7)$$

Компоненти складових частин тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ в (7) задовольняють наступним співвідношенням:

$$\hat{\alpha}_{ik}^{+s}(\vec{H})=\hat{\alpha}_{ki}^{+s}(-\vec{H}), \quad \hat{\alpha}_{ik}^{-s}(\vec{H})=-\hat{\alpha}_{ki}^{-s}(-\vec{H})$$

$$\hat{\alpha}_{ik}^{-a}(\vec{H})=\hat{\alpha}_{ki}^{-a}(-\vec{H}), \quad \hat{\alpha}_{ik}^{+a}(\vec{H})=-\hat{\alpha}_{ki}^{+a}(-\vec{H})$$

За взаємною орієнтацією ∇T і $\vec{H}$ як парні, так і непарні по $\vec{H}$ термомагнітні явища можна розділити на два типи ефектів: тип P, коли $\nabla T \perp \vec{H}$, і тип C, коли $\nabla T \,//\, \vec{H}$. У роботі [28], наприклад, інші взаємні орієнтації не розглядалися. Далі, як в групі парних, так і непарних по $\vec{H}$ термомагнітних ефектів обох типів (типу P і C) слід розрізняти поздовжні ефекти, коли електричне поле вимірюваного ефекту паралельне ∇T, і поперечні, коли електричне поле перпендикулярне до ∇T. Слід зауважити, що деякі з ефектів типу P можуть виникати не тільки в анізотропних, але і в ізотропних (гіротропних) середовищах. Але всі без виключення термомагнітні ефекти типу C характерні лише для анізотропних середовищ.

II. Термоелектричні явища в напівпровідниках з анізотропним енергетичним спектром

Як уже було відмічено, в напівпровідниках з анізотропним енергетичним спектром кінетичні коефіцієнти в загальному випадку мають тензорний характер. Зокрема коефіцієнт термо-ЕРС α в анізотропному напівпровіднику є тензором другого рангу ($\hat{\alpha}$). На відміну від тензорів $\hat{\sigma}$, $\hat{\rho}$ і $\hat{\chi}$, тензор термо-ЕРС являється несиметричним. Розглянемо детальніше властивості і особливості тензора $\hat{\alpha}$ в напівпровідниках і фізичні фактори, які їх визначають.

а) Механізми виникнення анізотропії термо-ЕРС.

Тензорний характер $\hat{\alpha}$ зумовлює, перш за все, анізотропію термо-ЕРС. Першопричиною всіх особливостей термоелектричних явищ, у тому числі й виникнення анізотропії термо-ЕРС, в анізотропних напівпровідниках є, безперечно, вид залежності енергії носія струму E від квазіімпульсу $\vec{p}$, тобто вид закону дисперсії $\mathrm{E}(\vec{p})$. Вплив же виду залежності $\mathrm{E}(\vec{p})$ на властивості тензора $\hat{\alpha}$ визначається суперпозицією внутрішніх і зовнішніх (по відношенню до напівпровідника) умов, якими, по суті, і забезпечується трансформація або сумісний прояв анізотропій на мікро- і макрорівнях. Аналізуючи ці умови, можна прийти до висновку, що в кожному конкретному випадку анізотропія термо-ЕРС може виникати лише при одночасному виконанні ряду умов.

1. Припустимо, що ми маємо однодолинний напівпровідник і в переносі заряду беруть участь носії одного сорту з анізотропною ефективною масою. Розсіювання носіїв струму будемо вважати майже ізотропним. Виникнення анізотропії термо-ЕРС у цьому випадку можливе, якщо для різних напрямків характер залежності енергії носіїв струму від їх квазіімпульсу буде різним. Вираз для дифузійної (електронної) складової термо-ЕРС у цьому випадку має вигляд [29]:

$$\alpha_i^e=\frac{k}{e}\,\frac{\int \tau(E)\dfrac{\partial n}{\partial E}u_i^2\left(\dfrac{\mathrm{E}-\xi_0}{kT}\right)dE}{\int \tau(E)\dfrac{\partial n}{\partial E}u_i^2\,dE}, \quad (8)$$

де $\tau(\mathrm{E})$ – час релаксації носіїв струму, ξ_0/kT – приведений хімічний потенціал. Із (8) випливає, що в тому випадку, коли, наприклад, ступінь непараболічності залежності енергії від квазіімпульсу хоча б для двох різних напрямків різний (а отже, і енергетична залежність компонент швидкості u носіїв струму має для цих напрямків різний вигляд), можливе виникнення анізотропії термо-ЕРС. Як показали оцінки [29], величина $\Delta\alpha$ для цього механізму виникнення термо-ЕРС може бути порівнянною з k/e.

2. У напівпровіднику є два сорти носіїв струму (електрони і дірки), з яких хоча б один характеризується анізотропною ефективною масою при одному механізмі розсіяння. Нехай електрони (з компонентами питомої електропровідності $\sigma_{||}$ і $\sigma_{\perp}$ і коефіцієнтом термо-ЕРС α_n) мають анізотропну, а дірки (з питомою електропровідністю σ і коефіцієнтом термо-ЕРС α_p) – ізотропну ефективну масу. У даному випадку компоненти тензора термо-ЕРС можна записати у вигляді [30]:

$$\alpha_{||} = \frac{\alpha_p + \alpha_n \dfrac{\sigma_{||}}{\sigma}}{1 + \dfrac{\sigma_{||}}{\sigma}}, \quad \alpha_{\perp} = \frac{\alpha_p + \alpha_n \dfrac{\sigma_{\perp}}{\sigma}}{1 + \dfrac{\sigma_{\perp}}{\sigma}}$$

Звідси випливає поява анізотропії термо-ЕРС:

$$\Delta\alpha = \alpha_{||} - \alpha_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{||}}{\sigma} \frac{\alpha_p - \alpha_n}{\left(1 + \dfrac{\sigma_{||}}{\sigma}\right)\left(1 + \dfrac{\sigma_{\perp}}{\sigma}\right)}, \qquad (9)$$

Теоретичні оцінки [30] і експериментальні дослідження $\Delta\alpha$ в кристалах з кількома сортами носіїв струму [31, 32] при переважній ролі одного із механізмів розсіяння для всіх носіїв струму) показали, що $\Delta\alpha$ може досягати 200 ÷ 300 мкВ/К.

3. Припустимо, що енергетичний спектр носіїв струму одного сорту в однодолинному напівпровіднику анізотропний і описується виразом

$$E(\mathbf{p}) = \frac{p_1^2 + p_2^2}{2m_1} + \frac{p_3^2}{2m_3}, \qquad (10)$$

де p_1, p_2, p_3 – компоненти квазіімпульса, m_1, m_2 m_3 – значення компонент тензора ефективної маси в головних осях еліпсоїда мас.

Якщо за припущенням $m_3 > m_1$, то ізоенергетичні поверхні, які відповідають закону дисперсії (10), мають вигляд витягнутих еліпсоїдів обертання ($m_1 = m_2 \neq m_3$), орієнтованих довгою віссю вздовж кристалографічних напрямків $\langle 111 \rangle$ у випадку n-Ge і вздовж $\langle 100 \rangle$ – у випадку n-Si. Анізотропія ефективних мас зумовлює в загальному випадку анізотропію розсіяння [33, 34], причому симетрія тензора диференціальної рухливості відповідає симетрії енергетичного мінімуму. Нехай при наявності одного або декількох механізмів розсіяння компоненти тензора диференційної рухливості $\hat{\mu}(\mathrm{E})$ (тензор диференційної рухливості – це тензор рухливості групи електронів з енергією E) залежать від приведеної енергії носіїв струму $x = \mathrm{E}/kT$ наступним чином

$$\left.\begin{aligned} \mu_{\perp}(x) &= \mu_{\perp}(T)\, x^{-q}\, f_1(x) \\ \mu_{||}(x) &= \mu_{||}(T)\, x^{-q}\, f_0(x) \end{aligned}\right\}, \qquad (11)$$

де $\mu_{\perp}$ і $\mu_{||}$ – поперечна і поздовжня компоненти тензора рухливості $\hat{\mu}$; q – показник степені залежності тензора $\hat{\mu}$ від енергії E ($q = -\frac{3}{2}$ – для випадку змішаного розсіяння і $q = \frac{1}{2}$ – для випадку розсіяння на акустичних фононах); $f_1(x)$ і $f_0(x)$ – деякі функції x, ефективних мас та інших параметрів напівпровідника. Тоді для невиродженого напівпровідника

$$\left.\begin{aligned} \alpha_{\perp} &= \frac{\langle \alpha(x)\mu_{\perp}(x) \rangle}{\langle \mu_{\perp}(x) \rangle} \\ \alpha_{||} &= \frac{\langle \alpha(x)\mu_{||}(x) \rangle}{\langle \mu_{||}(x) \rangle} \end{aligned}\right\}, \qquad (12)$$

де кутовими дужками позначені загальноприйняті усереднення по енергії, а

$$\alpha(x) = \frac{k}{e}\frac{\mathrm{E} - \xi_0}{kT} \qquad (13)$$

має зміст коефіцієнта термо-ЕРС групи електронів з енергією E.

Слід зауважити, що при степеневій енергетичній залежності $\mu(x)$ $(f_1 = f_0 = 1)$ анізотропія термо-ЕРС зникає. Для більш складного, ніж вираженого формулою (10), енергетичного спектру носіїв струму (наприклад, Кейнівського) симетрія тензора $\hat{\alpha}$ понижується.

4. Припустимо, що умови попереднього пункту виконані, але температура кристалу значно нижча від температури Дебая. У цьому випадку (при наявності градієнта температури ∇T) істотну роль буде відігравати ефект захоплення носіїв струму довгохвильовими фононами. З кінетичної теорії випливає, що за цих умов навіть у випадку степеневої залежності μ від x, компоненти тензора термо-ЕРС захоплення $\hat{\alpha}^{\phi}(\mathrm{E})$ групи носіїв струму з енергією E не рівні між собою і описуються виразами [19]

$$\alpha_{\perp}^{\phi} = \frac{\langle \mu_{\perp}(x)\, \alpha_{\perp}^{\phi}(x) \rangle}{\langle \mu_{\perp}(x) \rangle}, \qquad (14)$$

$$\alpha_{||}^{\phi} = \frac{\langle \mu_{||}(x)\, \alpha_{||}^{\phi}(x) \rangle}{\langle \mu_{||}(x) \rangle}, \qquad (15)$$

Компоненти тензора $\hat{\alpha}^{\phi}(\mathrm{E})$ залежать від матеріальних констант напівпровідника і, що найбільш важливо, від часу релаксації довгохвильових фононів, його температурної і частотної залежностей.

Оскільки при захопленні електронів довгохвильовими фононами параметр анізотропії термо-ЕРС захоплення визначається анізотропією ефективних мас $M = \alpha_{\|}^{\phi}(x) / \alpha_{\perp}^{\phi}(x) \sim m_3 / m_1$ (m_3 / m_1 – відношення ефективних мас носіїв струму вздовж головних осей ізоенергетичного еліпсоїда), його чисельне значення може досягати значної величини (наприклад, в n-Ge M = 9,7).

5. Розглянемо багатодолинний напівпровідник із z долинами в зоні Бріллюена, в кожній із яких закон дисперсії визначається виразом (10). У цьому випадку мінімуми енергії в кристалі кубічної симетрії будуть розміщені на осях 3-го або 4-го порядку, причому всі долини за згаданих вище умов – енергетично еквівалентні. Додаючи струми в кожній долині, які описуються узагальненим законом електропровідності

$$\vec{j}^{(\kappa)} = \hat{\sigma}^{(\kappa)} \left(\frac{\nabla \xi}{e} + \hat{\alpha}^{(\kappa)} \nabla T \right), \qquad (16)$$

де $\hat{\sigma}^{(\kappa)}$ і $\hat{\alpha}^{(\kappa)}$ – тензори питомої електропровідності і термо-ЕРС в "κ"-ій долині відповідно, а ξ – електрохімпотенціал, можна переконатися, що внаслідок кубічної симетрії всі кінетичні тензори вироджуються в скаляри. Тому не тільки термо-ЕРС, але навіть і питома електропровідність, в кубічному напівпровіднику ізотропні.

Зовсім інакше буде складатися ситуація, якщо у випадку кубічного багатодолинного напівпровідника зняти, наприклад, за допомогою одновісної пружної деформації (ОПД) виродження ізоенергетичних еліпсоїдів по енергії (характерне для такого напівпровідника в недеформованому стані). Вважаючи, що в цьому випадку єдиним наслідком впливу ОПД буде перерозподіл електронів між долинами, нееквівалентність останніх зручно характеризувати відносним числом електронів $n_\kappa = N_\kappa / N$ в "κ"-ій долині деформованого напівпровідника, де N_κ – абсолютне число електронів в "κ"-ій долині деформованого напівпровідника, а $N = zN_0$ – загальне число електронів в z долинах (N_0 – число електронів в одній долині недеформованого кристала). У результаті додавання струмів по долинах кінетичні тензори

$$\hat{\sigma} = \sum_{\kappa=1}^{z} \sigma^{(\kappa)}, \quad \hat{b} = -\sum_{\kappa=1}^{z} \hat{\sigma}^{(\kappa)} \hat{\alpha}^{(\kappa)}, \qquad (17)$$

що характеризують одновісно деформований кристал ($\hat{b}(\vec{H})$ – кінетичний тензор, який описує термоелектричний струм), в скаляри вже не вироджуються, а стають пропорційними або тензору

$$\hat{C} = \sum_{\kappa=1}^{z} n_\kappa \hat{a}^{(\kappa)} \qquad (18)$$

(тензор $\hat{C}$ – фононна частина тензора $\hat{b}$ – враховує відмінність числа електронів в долинах і специфіку розміщення останніх в зоні Бріллюена, тобто описує ступінь нееквівалентності долин в деформованому напівпровіднику), або тензору $\hat{C}$ і тензору

$$\hat{\hat{C}} = \sum_{\kappa=1}^{z} n_\kappa \ln \frac{n_0}{n_\kappa} \hat{a}^{(\kappa)}, \qquad (19)$$

(тензор $\hat{\hat{C}}$ – електронна частина тензора $\hat{b}$, а $n_0 = N_0 / N$ – відносне число електронів у долинах недеформованого кристала). Відповідно до (18), тензор $\hat{C}$ визначається асиметрією розміщення долин в зоні Бріллюена, а всі його компоненти модулюються множником n_κ, який характеризує нееквівалентність долин, обумовлену деформацією кристала. Тому тензор $\hat{C}$ можна вважати характеристикою, яка описує нееквівалентні долини в деформованому напівпровіднику.

Тензор $\hat{a}^{(\kappa)}$ в (18) і (19) – геометричного походження і пов'язаний з перетворенням системи координат, оскільки його компоненти визначаються рівністю

$$a_{ij}^{(\kappa)} = g_{i3}^{(\kappa)} g_{j3}^{(\kappa)}, \qquad (20)$$

де $g_{l3}^{(\kappa)}$ – елемент третього стовпця матриці переходу $\hat{g}^{(\kappa)}$ від системи координат, пов'язаної з головними осями "κ"-го еліпсоїду мас, до розрахункової системи координат (або $\hat{g}$ – матриця перетворення координат). Оскільки в деформованому кристалі $\hat{\sigma}(\vec{H})$ (або $\hat{\rho}(\vec{H})$) і $\hat{b}(\vec{H})$ є тензорами, то і коефіцієнт термо-Е.Р.С. повинен проявляти тензорні властивості, а саме:

$$\hat{\alpha}(\vec{H}) = -\hat{\rho}(\vec{H})\, \hat{b}(\vec{H}). \qquad (21)$$

Зупинимося докладніше на аналізі анізотропії термо-ЕРС в одновісно деформованому германії та кремнії n-типу. Розмістимо вісь деформації в площині $(1\bar{1}0)$, а орієнтацію її будемо задавати кутом γ, який зручно відраховувати (в цій же площині $(1\bar{1}0)$) від напрямку $[00\bar{1}]$ в бік осі деформації.

В області температур, де захоплення електронів фононами незначне, виникає анізотропія електронної термо-ЕРС, яка суттєво залежить від величини механічної напруги X і кута деформації γ. Максимального значення анізотропія електронної термо-ЕРС в n-Ge досягає при деформуванні кристалів вздовж об'ємної діагоналі <111>, а в n-Si – при деформуванні вздовж ребра куба <100> при проміжних значеннях X. Можна показати, що для вказаних орієнтацій осі деформації в n-Ge

$$\Delta\alpha^{e} = \frac{4k}{e}\;\frac{K-1}{K}\;\frac{2K+1}{3K}\;\frac{n_1 n_2 \ln\frac{n_1}{n_2}}{\left(1-\frac{4}{3}n_2\frac{K-1}{K}\right)\left(\frac{1}{K}+\frac{8}{3}n_2\frac{K-1}{K}\right)} \qquad (22)$$

а в n-Si

$$\Delta\alpha^{e} = \frac{4k}{e}\;\frac{K-1}{K}\;\frac{2K+1}{3K}\;\frac{n_1 n_2 \ln\frac{n_1}{n_2}}{\left(1-2\,n_1\frac{K-1}{K}\right)\left(1-2\,n_2\frac{K-1}{K}\right)} \qquad (23)$$

де k – стала Больцмана, e – заряд електрона, n_1 – відносне число електронів у долині, розміщеній вздовж осі деформації, n_2 – відносне число електронів у кожній із долин, розміщених під кутом до осі деформації, $K = \mu_{\perp}/\mu_{\parallel}$ – параметр анізотропії рухливості.

Формули (22) і (23) показують, що:

1) анізотропія електронної термо-ЕРС $\Delta\alpha^{e}$ в одновісно деформованих багатодолинних напівпровідниках (тобто, анізотропія електронної термо-ЕРС на макрорівні) обумовлена виключно анізотропією рухливості на мікрорівні (тобто, в окремо взятому ізоенергетичному еліпсоїді);

2) розглянута анізотропія термо-ЕРС $\Delta\alpha^{e}$ перетворюється в нуль в n-Ge і в n-Si як за відсутності деформації ($n_1 = n_2$), так і при наявності сильної деформації, що забезпечує повне переселення електронів в один еліпсоїд ($n_1 = 0$ або $n_2 = 0$).

Хоча максимальне значення анізотропії термо-ЕРС захоплення спостерігається при деформуванні n-Ge вздовж <111> і n-Si вздовж <100> (як і у випадку електронної складової), зміна $\Delta\alpha^{\phi}$ при деформуванні в принципі відрізняється від аналогічних залежностей для $\Delta\alpha^{e}$, що безпосередньо випливає з порівняння формул (22) і (23) з приведеними нижче співвідношеннями (24) і (25) (де α_0^{ϕ} – фононна складова термо-ЕРС в недеформованому кристалі).

Для n-Ge:

$$\Delta\alpha^{\phi} = \alpha_0^{\phi}\;\frac{\mathrm{M}-1}{K}\;\frac{2K+1}{2K+\mathrm{M}}\;\frac{n_1-n_2}{\left(1-\frac{4}{3}n_2\frac{K-1}{K}\right)\left(\frac{1}{K}+\frac{8}{3}n_2\frac{K-1}{K}\right)}, \qquad (24)$$

Для n-Si

$$\Delta\alpha^{\phi} = 2\,\alpha_0^{\phi}\;\frac{\mathrm{M}-1}{K}\;\frac{2K+1}{2K+\mathrm{M}}\;\frac{n_1-n_2}{\left(1-2\,n_1\frac{K-1}{K}\right)\left(1-2\,n_2\frac{K-1}{K}\right)}, \qquad (25)$$

Причиною анізотропії термо-ЕРС захоплення в цьому випадку (див. (24) і (25)) служить не тільки термо-ЕРС захоплення в кожній із долин, але й викликана деформацією нееквівалентність останніх.

Характерною особливістю анізотропії фононної частини термо-ЕРС $\Delta\alpha^{\phi}$ є те, що вона (на відміну від $\Delta\alpha^{e}$) зі збільшенням механічної напруги стискування X кристалу тільки зростає і при досить високих значеннях X виходить на насичення, тоді як $\Delta\alpha^{e}(X)$, пройшовши максимум, при подальшому зростанні X прямує до нуля. Зазначимо також, що анізотропія фононної складової термо-ЕРС досягає свого гранично високого значення тільки тоді, коли в багатодолинному напівпровіднику кубічної симетрії реалізується однодолинна модель.

За умов, коли в анізотропію термо-ЕРС напівпровідника з порушеною кубічною симетрію (за рахунок ОПД) вносить свій вклад нееквівалентність долин (в яких енергетичний спектр анізотропний і при відсутності деформації), ця ж нееквівалентність долин приведе і до анізотропії ρ, причому зв'язок між тензорами $\hat{\alpha}^{\phi}$ і $\hat{\rho}$, як показали надійно обґрунтовані розрахунки, може бути представлений у вигляді

$$\hat{\alpha}^{\phi}(X) = \alpha_0^{\phi}\left[\frac{\mathrm{M}-K}{1-K}\;\frac{2K+1}{2K+\mathrm{M}}\;\hat{I} + \frac{\mathrm{M}-1}{K-1}\;\frac{3K}{2K+\mathrm{M}}\;\frac{\hat{\rho}(X)}{\rho_0}\right] \qquad (26)$$

де $\hat{I}$ – одиничний тензор, α_0^{ϕ} – коефіцієнт фононної термо-ЕРС в недеформованому кристалі. З цієї формули випливає лінійний зв'язок недіагональних компонент тензорів $\hat{\alpha}^{\phi}$ і $\hat{\rho}$, причому при досить великих X ($X \geq 0{,}6$ ГПа) електронна частина недіагональних компонент перетворюється в нуль. Тому співвідношення (26) дозволяє також експериментально визначити параметр М. У випадку дифузійної частини вищевказаний зв'язок мав би більш складний характер.

Зауважимо, що формула (26) справедлива і в області змішаного розсіяння, якщо параметри K і М обчислені для цих умов.

Особливістю (26) є пропорційність недіагональних компонент тензора термо-ЕРС недіагональним компонентам тензора відносного питомого опору, причому коефіцієнт пропорційності містить множник $(\mathrm{M}-1)$.

Відмінність діагональних компонент пов'язана також з анізотропією питомого опору. Оскільки анізотропія питомого опору обумовлена деформаційним перерозподілом електронів між долинами, то це ж повинно бути справедливим і по відношенню до $\hat{\alpha}^{\phi}$. Однак при цьому слід мати на увазі, що важливу роль у формуванні анізотропії фононної термо-ЕРС кристала відіграє величина анізотропії термо-ЕРС захоплення в одній долині, яка визначається параметром М. Якби М = 1, що дійсно виконується у випадку дифузійної термо-ЕРС в одній долині, то не виникала б за цих умов і анізотропія фононної частини термо-ЕРС деформованих (і недеформованих) кристалів.

Таким чином, формула (26) приводить до двох нетривіальних і практично корисних наслідків. По-перше, з неї випливає, що відносні зміни $\Delta\alpha^{\phi}/\alpha_0^{\phi}$ і $\Delta\rho/\rho_0$, індуковані ОПД, пов'язані між собою гранично простим співвідношенням

$$\frac{\Delta\alpha^{\phi}}{\alpha_0^{\phi}} = \frac{\mathrm{M}-1}{K-1}\cdot\frac{3K}{2K+\mathrm{M}}\cdot\frac{\Delta\rho}{\rho_0}, \qquad (27)$$

справедливим при будь-яких значеннях X і γ, яке дозволяє за виміряними значеннями $\Delta\alpha^{\phi}/\alpha_0^{\phi}$ і $\Delta\rho/\rho_0$ визначати величину М (при відомому K). По-друге, формула (26) забезпечує (при відомих K і М) одержання анізотропії термо-ЕРС захоплення $\Delta\alpha^{\phi}/\alpha_0^{\phi}$ за значеннями анізотропії питомого опору $\Delta\rho/\rho_0$ для того ж кристалу.

Зазначимо, що $\Delta\alpha^{\phi}$ і $\Delta\rho$ в (27) відповідають різниці діагональних компонент, оскільки при експериментальних дослідженнях тензорів $\hat{\alpha}^{\phi}(X;\gamma)$ і $\hat{\rho}(X;\gamma)$ зазвичай обмежуються найбільш характерними орієнтаціями осі деформації, які забезпечують при великих X реалізацію одно- або дводолинної моделі. В n-Ge таким орієнтаціям відповідають $\gamma=\delta$ (однодолинна модель) і $\gamma=90^{\circ}$ (дводолинна модель), а в n-Si – $\gamma=0$ і $\gamma=90^{\circ}$ відповідно. При цьому δ – це кут, який визначає напрямок осі деформації вздовж об'ємної діагоналі куба, коли $\mathrm{tg}\,\delta=\sqrt{2}$. При $\gamma<\delta$ кут δ знаходиться між напрямками $[00\bar{1}]$ і $[\bar{1}\bar{1}1]$.

Для виведення анізотропних характеристик багатодолинних напівпровідників із мікрорівня на макрорівень вирішальне значення мали не тільки детальні дослідження механізмів виникнення анізотропії термо-ЕРС у рамках мікротеорії, але й виявлення властивості трансформації і сумарного прояву анізотропій, що розвиваються на різних рівнях, у залежності від симетрії кристалу і її зміни під впливом зовнішніх факторів, що мають задану кристалографічну орієнтацію (X, H і т. ін.).

б) Симетрія тензора п'єзотермо-ЕРС.

У загальному випадку тензор термо-ЕРС, що визначається формулою (21), є несиметричним. Розглянемо в якості прикладу симетрію $\hat{\alpha}$ в пружно деформованих кристалах Ge і Si n-типу. При законі дисперсії (10) тензор $\hat{\alpha}$ в одній долині діагональний. Якщо ж вісь деформації розмістити в площині $(1\bar{1}0)$ до поздовжньої осі кристала (причому $X<0$ відповідає стиску кристала, а $X>0$ – його розтягу), то при довільних значеннях X і γ симетрія тензора $\hat{\alpha}$ буде відповідати кристалам моноклінної системи, причому в розрахунковій системі координат (вісь 1 направлена вздовж осі деформації, вісь 3 – орієнтована вздовж $[1\bar{1}0]$, а вісь 2 перпендикулярна до кожної з осей 1 і 3) $\alpha_{12}\neq\alpha_{21}$. Таким чином, асиметрія тензора $\hat{\alpha}$ є результатом багатодолинності напівпровідника. Аналіз виразів для компонент тензора $\hat{\alpha}$ показав, що асиметричною є тільки електронна частина $\hat{\alpha}$, а фононна частина – симетрична.

Ефект багатодолинності, що визначає асиметрію електронної частини тензора $\hat{\alpha}$, зумовлений явною залежністю коефіцієнта термо-ЕРС групи електронів (з енергією E) від хімпотенціалу, який при ОПД зміщується по шкалі енергій. Із вказаних вище причин асиметрія $\hat{\alpha}^{e}$ можлива лише при відмінності від нуля деякої функції

$$\Phi(X;\gamma) = n_1 n_2 \ln\frac{n_1}{n_2} + n_1 n_3 \ln\frac{n_3}{n_1} + n_2 n_3 \ln\frac{n_2}{n_3}, \quad (28)$$

яка залежить від відносних чисел електронів як мінімум у трьох різних групах нееквівалентних долин. Якщо числа n_{K} в двох яких-небудь долинах, що належать різним групам, співпадають, то функція Φ перетворюється в нуль. Це дозволяє зробити висновок, що асиметрія тензора термо-ЕРС $\hat{\alpha}^{e}(X;\gamma)$ виникає в n-Ge при реалізації (за рахунок направленої деформації) в зоні Бріллюена (по меншій мірі) трьох груп нееквівалентних долин. Саме тому в n-Si за умов, що розглядаються, тензор $\hat{\alpha}^{e}$ симетричний (оскільки в n-Si при цьому реалізується лише дві групи нееквівалентних долин), тоді як в n-Ge (за тих же умов) $\alpha_{12} \neq \alpha_{21}$, причому $\Delta_{12} = \alpha_{12} - \alpha_{21}$ при $T = 300$ К досягає приблизно 50 мкВ/К.

III. Термомагнітні явища в анізотропних напівпровідниках

У порівнянні з термомагнітними властивостями ізотропних напівпровідників термоелектричні властивості багатодолинних напівпровідників з анізотропним енергетичним спектром мають (в класичних магнітних полях) ряд особливостей. Ці особливості пов'язані, в першу чергу, з анізотропією ефективної маси носіїв заряду, на які в зовнішньому магнітному полі діє сила Лоренца. Крім того, якщо врахувати ще й наявність декількох еквівалентних мінімумів енергії в зоні Бріллюена, еквівалентність яких (внаслідок різної орієнтації головних осей еліпсоїдів мас по відношенню до вектора напруженості магнітного поля) у загальному випадку порушена, стає зрозумілим, що очікуваний спектр можливих термомагнітних ефектів у багатодолинних анізотропних напівпровідниках має бути більш широким, ніж в ізотропних.

а) Особливості властивостей симетрії термомагнітного тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ в однодолинному напівпровіднику

Розглянемо термоелектричні властивості багатодолинних напівпровідників, які знаходяться в магнітному полі. Особливості властивостей термомагнітного тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ в одній долині відображаються, природно, і на властивостях тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$, записаного для всього кристала, зонний спектр якого характеризується наявністю декількох еквівалентних долин. Припустимо, що енергетичний спектр носіїв заряду (електронів) має вигляд (10), а їх розсіяння відбувається у відповідності з (11).

Перш за все, дослідимо властивості симетрії термомагнітного тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ в одній долині. У напівпровідниках зі стандартною c-зоною (одна долина, ізотропна ефективна маса) компоненти термоелектричного тензора в магнітному полі $\hat{\alpha}(\vec{H})$ пов'язані між собою співвідношенням симетрії

$$\alpha_{i\kappa}(\vec{H}) = \alpha_{\kappa i}(-\vec{H}), \quad (29)$$

встановленим Онзагером. Покажемо, що у випадку анізотропії енергетичного спектру співвідношення (29) не виконується, тому так звана міра комутаційного ефекту

$$\Delta_{i\kappa}(\vec{H}) = \alpha_{i\kappa}(\vec{H}) - \alpha_{\kappa i}(-\vec{H}), \quad (30)$$

виявляється відмінною від нуля. У зв'язку з цим виникає два питання, які мають принципове значення: про вигляд комутаційних співвідношень, які б заміняли (29), а також про можливості створення умов, що забезпечують реалізацію цих співвідношень.

Для компонент дифузійної частини тензора $\hat{b}(\vec{H})$ співвідношення типу (29), як і для компонент тензора $\hat{\rho}(\vec{H})$, залишається справедливим при будь-яких $\vec{H}$ і механізмах розсіяння. Тому формулу (30) можна записати у вигляді

$$\hat{\Delta}(\vec{H}) = \hat{b}(\vec{H})\hat{\rho}(\vec{H}) - \hat{\rho}(\vec{H})\hat{b}(\vec{H}), \quad (31)$$

Обчислимо комутатор, який визначається формулою (31). Підставимо в цю формулу вирази для тензорів $\hat{b}(\vec{H})$ і $\hat{\rho}(\vec{H})$ у явному вигляді. Для парної частини тензора $\hat{\Delta}(\vec{H})$ одержимо вираз

$$\hat{\Delta}^{+}(\vec{H}) = \frac{k}{e}\frac{1}{\left|\hat{\sigma}(\vec{H})\right|}F_{+}(\vec{H})\left(\hat{H}\hat{I}_3 - \hat{I}_3\hat{H}\right), \quad (32)$$

причому функція $F_{+}(\vec{H}) = f_{+}^{*}(\vec{H}) - f_{+}(\vec{H})$ залежить від механізмів розсіювання і є різницею двох інших функцій, які розрізняються між собою лише комбінаціями середніх в добутках окремих доданків [25]; $\hat{H} = \vec{h}\,\vec{h}$ – тензор напрямків магнітного поля, $H_{i\kappa} = h_i h_\kappa$; $\vec{h} = \frac{\vec{H}}{H}$ – одиничний вектор, який визначає напрям вектора напруженості магнітного поля; $(\hat{I})_{i\kappa} = \delta_{i\kappa}$, $(\hat{I}_3)_{i\kappa} = \delta_{i3}\,\delta_{\kappa 3}$.

Для подальшого розгляду зручно і тензор $\hat{\alpha}(\vec{H})$ представити у вигляді суми парної ($\hat{\alpha}^{+}(\vec{H})$) і непарної ($\hat{\alpha}^{-}(\vec{H})$) по магнітному полю частин і розглянути кожну з них окремо. На основі формули (32) (справедливої для будь-якої залежності $\hat{\mu}$ від E і довільних неквантуючих $\vec{H}$) можна показати, що всі компоненти тензора $\hat{\alpha}^{+}(\vec{H})$, за виключенням $\hat{\alpha}_{13}^{+}(\vec{H})$ і $\hat{\alpha}_{23}^{+}(\vec{H})$, задовольняють співвідношенню (29). Той факт, що для двох компонент (29) не виконується, пов'язаний з анізотропією рухливості, оскільки функція $F_{+}(\vec{H})$ перетворюється в нуль при $K = 1$ (ізотропне розсіяння).

Якщо тензор диференційної рухливості $\hat{\mu}$ степеневим чином залежить від енергії E, то параметр анізотропії рухливості K від E залежати не буде і функція $F_{+}(\vec{H}) \sim \frac{K-1}{K}$. Обчислюючи за цих умов компоненти $\hat{\alpha}_{13}^{+}(\vec{H})$ і $\hat{\alpha}_{23}^{+}(\vec{H})$, одержимо наступні співвідношення

$$\begin{gathered}\alpha_{31}^{+}(\vec{H})=K\alpha_{13}^{+}(\vec{H})\\ \alpha_{32}^{+}(\vec{H})=K\alpha_{23}^{+}(\vec{H})\end{gathered}.$$

Для непарної по $\vec{H}$ частини тензора $\hat{\Delta}(\vec{H})$ справедливим є співвідношення

$$\hat{\Delta}^{-}(\vec{H})=\frac{k}{e}\frac{1}{\left|\hat{\sigma}(\vec{H})\right|}\left[\left(\hat{I}_3(\hat{e}\,\vec{h})-(\hat{e}\,\vec{h})\hat{I}_3\right)F_{-}(\vec{H})+\left(\hat{\gamma}+\hat{\tilde{\gamma}}\right)f(\vec{H})\right], \tag{33}$$

де $\gamma_{i\kappa}=\begin{vmatrix} h_1h_2h_3 & h_2^2h_3 & 0\\ -h_1^2h_3 & -h_1h_2h_3 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{vmatrix}$;

$\hat{e}$ – антисиметричний псевдотензор третього рангу Леві-Чівіта; $\hat{\tilde{\gamma}}$ – транспонована до $\hat{\gamma}$ матриця; $F_{-}(\vec{H})$ і $f(\vec{H})$ – відомі функції (комбінації добутків середніх) [25]. Саме з наявністю доданка $\left(\hat{\gamma}+\hat{\tilde{\gamma}}\right)f(\vec{H})$ у (33) пов'язано те, що співвідношення (29) не виконується і для діагональних компонент тензора $\hat{\alpha}^{-}(\vec{H})$, що обумовлюється анізотропією розсіяння із залежністю $\hat{\mu}(\mathrm{E})$, яка відрізняється від степеневої. При $K=\mathrm{const}$ функція $f(\vec{H})=0$, отже, діагональні компоненти тензора $\hat{\alpha}^{-}(\vec{H})$ також дорівнюють нулю.

Якщо припустити, що $\mu(\mathrm{E})$ має вигляд (11) (тобто, розсіювання анізотропне), то $f(\vec{H})\neq 0$, а це означає, що навіть величина діагональних компонент тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ залежить від знаку (тобто, напрямку) магнітного поля і причиною цього є анізотропне розсіювання. Тобто, можна знайти комутаційні співвідношення для компонент $\hat{\alpha}_{13}^{-}(\vec{H})$ і $\hat{\alpha}_{23}^{-}(\vec{H})$. Об'єднавши їх з подібними виразами для парних компонент, приведемо комутаційні співвідношення для $\hat{\alpha}_{13}(\vec{H})$ і $\hat{\alpha}_{23}(\vec{H})$, які не співпадають з (29) і які справедливі для степеневої залежності тензора диференційної рухливості від енергії електрона $\hat{\mu}(\mathrm{E})$

$$\left.\begin{aligned}\alpha_{31}(-\vec{H})&=K\alpha_{13}(\vec{H})\\ \alpha_{32}(-\vec{H})&=K\alpha_{23}(\vec{H})\end{aligned}\right\}, \tag{34}$$

а інше компоненти тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ задовольняють співвідношенню симетрії (29).

В області електрон-фононного захоплення на властивості симетрії фононної частини компонент тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$, крім вказаних вище причин, також впливає анізотропія термо-ЕРС захоплення. У цьому випадку (при степеневій залежності від енергії $\hat{\mu}(\mathrm{E})=\hat{\mu}(T)\left(\frac{\mathrm{E}}{kT}\right)^{-q}$) комутаційні співвідношення мають вигляд

$$\left.\begin{aligned}\alpha_{31}^{(j)}(-\vec{H})&=\frac{K}{K_j}\alpha_{13}^{(j)}(\vec{H})\\ \alpha_{32}^{(j)}(-\vec{H})&=\frac{K}{K_j}\alpha_{23}^{(j)}(\vec{H})\end{aligned}\right\}.$$

Тобто, для фононної частини компонент термомагнітного тензора квазіонзагерівські співвідношення типу (34) виконуються з точністю до множника K/K_j (замість K), де $K_j=\frac{\alpha_{\parallel}^{(j)}}{\alpha_{\perp}^{(j)}}$ – параметр анізотропії термо-ЕРС захоплення електронів довгохвильовими фононами поляризації j (при $j=l$ – поздовжня поляризація фононів, а при $j=t$ – поперечна; символами $\parallel$ і $\perp$ вказані напрямки градієнта температури по відношенню до осі обертання ізоенергетичного еліпсоїда). Слід зауважити, що при обговоренні дослідних даних по термо-ЕРС у багатодолинних напівпровідниках нарівні з параметрами K_j ($j=l$ чи t) використовується параметр анізотропії термо-ЕРС захоплення

$$\mathrm{M}=\frac{\alpha_{\parallel}^{\phi}}{\alpha_{\perp}^{\phi}},\qquad \text{де } \alpha_{\parallel,\perp}^{\phi}=\sum_j\alpha_{\parallel,\perp}^{(j)}.$$

Таким чином, симетрія термомагнітного тензора в однодолинному напівпровіднику визначається видом енергетичного спектру носіїв струму, напрямком вектора $\vec{H}$ по відношенню до головних осей еліпсоїда мас і механізмами розсіяння носіїв струму. При цьому перераховані вище фактори проявляються якщо не всі одночасно, то, по меншій мірі, у певних комбінаціях і при характерних парціальних внесках, які відповідають у кожному випадку по-різному заданим конкретним умовам.

Приведені особливості тензора $\hat{\alpha}$ в одній долині повинні, безперечно, проявлятися і у випадку багатодолинного напівпровідника, що знаходиться в магнітному полі, тим більше при наявності ОПД. Крім того, в напівпровіднику з декількома долинами повинні проявлятися (додатково до вищезгаданих особливостей) також і ефекти багатодолинності.

Розглянемо ті з них, які найбільш яскраво ілюструють роль анізотропії мікро- і макрорівнів (рухливості і термо-ЕРС захоплення) за наявності макроскопічних зовнішніх впливів з боку магнітних полів і одновісної пружної деформації.

б) Непарні термомагнітні явища в деформованих напівпровідниках кубічної симетрії в слабкому магнітному полі.

Будемо, як і раніше, проводити розгляд на прикладі деформованих n-Ge і n-Si. Вважаючи магнітне поле слабким, запишемо термомагнітний тензор, непарний по магнітному полю (і тому лінійний по $\vec{H}$), у вигляді [35]

$$\hat{\alpha}^{-}\left(\vec{H}\right) = -\hat{N}\vec{H}, \qquad (35)$$

де $\hat{N}$ – узагальнений тензор Нернста-Еттінгсгаузена (несиметричний псевдотензор третього рангу) або його ще називають псевдотензор коефіцієнтів Нернста-Еттінгсгаузена. Оскільки у загальному випадку тензор $\hat{\alpha}^{-}\left(\vec{H}\right)$ несиметричний відносно своїх тензорних індексів, то представимо псевдотензор $\hat{N}$ у вигляді суми антисиметричної і симетричної частин

$$\hat{N} = \hat{e}\,\hat{Q} + \hat{S}, \qquad (36)$$

де $\hat{Q}\left(X\right)$ – тензор Нернста-Еттінгсгаузена, $\hat{S}\left(X\right)$ – тензор магнітоопору, який залежить від напрямку магнітного поля (симетричний за двома індексами тензор третього рангу, який задовольняє умові $S_{ikn}\left(X\right) = S_{kin}\left(X\right)$.

Тоді, з урахуванням (35) і (36), поле Нернста-Еттінгсгаузена

$$\vec{E}_{\text{H-E}} = \left[\hat{Q}\vec{H}, \nabla T\right] - \hat{S}\vec{H}\nabla T. \qquad (37)$$

Наявність другого доданку у виразі (37) означає, що поле $\vec{E}_{\text{H-E}}$ не перпендикулярне векторам $\vec{H}$ і ∇T. Відхилення поля $\vec{E}_{\text{H-E}}$ від перпендикуляра в площині, що проходить через $\vec{H}$ і ∇T, має місце в тому випадку, коли тензор $\hat{Q}$ несиметричний. Дійсно, виділяючи із $\hat{Q}$ антисиметричну частину і зіставляючи з дуальним їй вектором $\vec{Q}$, для якого справедливе співвідношення $Q_i = \frac{1}{2} e_{i\kappa l} Q^{(a)}_{\kappa l}$, вираз (37) можна записати у вигляді

$$\vec{E}_{\text{H-E}} = \left[\hat{Q}^{S}\vec{H}, \nabla T\right] + \left[\left[\vec{Q}\vec{H}\right]\nabla T\right] - \hat{S}\vec{H}\nabla T, \qquad (38)$$

Слід зауважити, що в недеформованому кристалі кубічної симетрії антисиметрична частина тензора Нернста-Еттінгсгаузена $\hat{Q}^{(a)}\left(0\right) = 0$.

Виявляється, в пружно деформованих n-Ge та n-Si і вектор $\vec{Q}$, і тензор $\hat{S}$ відмінні від нуля, причому тензор $\hat{S}$ описує комутаційний ефект для недіагональних компонент тензора термо-ЕРС, який виражається в тому, що за умов, коли магнітне поле направлене не вздовж головної осі еліпсоїда мас і не лежить у площині, яка до неї перпендикулярна, $\alpha_{i\kappa}\left(\vec{H}\right) \neq \alpha_{\kappa i}\left(-\vec{H}\right)$. Якщо використати міру комутаційного ефекту у вигляді

$$\Delta^{-}_{i\kappa}\left(\vec{H}\right) = \alpha^{-}_{i\kappa}\left(\vec{H}\right) - \alpha^{-}_{\kappa i}\left(-\vec{H}\right), \qquad (39)$$

тоді

$$\hat{\Delta}^{-}\left(\vec{H}; X\right) = 2\,\vec{S}\left(X\right)\vec{H}, \qquad (40)$$

Відмінність від нуля вектора $\vec{Q}$ є прямим наслідком ефекту багатодолинності напівпровідника ($Q_i \sim \Phi$), оскільки для $\vec{Q} \neq 0$ необхідно, щоб зона Бріллюена характеризувалася як мінімум трьома групами нееквівалентних долин.

в) Парні термомагнітні явища в деформованих напівпровідниках кубічної симетрії в слабкому магнітному полі.

Принципово інша ситуація складатиметься тоді, коли в квадратичному по компонентах вектора $\vec{H}$ наближенні на деформаційну нееквівалентність долин буде накладатися нееквівалентність, обумовлена відмінностями в орієнтації вектора $\vec{H}$ по відношенню до головних осей еліпсоїдів мас (орієнтаційна нееквівалентність). За цих умов можна ввести тензор

$$\hat{u} = \sum_{\kappa=1}^{z} \bar{n}_{\kappa}\hat{a}^{(\kappa)}, \qquad (41)$$

який є аналогом тензора $\hat{C}$, причому значення

$$\bar{n}_{\kappa} = n_{\kappa}\,\text{Sp}\,\hat{a}^{(\kappa)}\hat{H} \qquad (42)$$

можна називати параметром нееквівалентності "κ"-ої долини (в магнітних полях низької напруженості). Тензор $\hat{u}$ описує нееквівалентність долин, яка виникає внаслідок впливу двох зовнішніх факторів: деформації і магнітного поля (нееквівалентність долин в магнітному полі описує величина $\text{Sp}\,\hat{a}^{(\kappa)}\hat{H}$).

За умови $X = 0$ $n_{\kappa} = n_0 \equiv \dfrac{N_0}{N} = \dfrac{1}{z}$. З визначення тензора $\hat{u}$ випливає, що він не вироджується в скаляр навіть за відсутності деформації, оскільки і при $X = 0$ нееквівалентність долин в магнітному полі зберігається. Це означає, що в квадратичному по H_i наближенні термомагнітний ефект (навіть у недеформованому багатодолинному напівпровіднику!) повинен проявляти тензорні властивості. Саме цим і пояснюється виникнення парного ефекту Нернста-Еттінгсгаузена і парного термомагнітного аналога ефекту Грабнера, вперше передбачених і експериментально виміряних у роботах [16, 28, 36]. І все таки за розглянутих вище умов (тобто, при $X = 0$) співвідношення

$\alpha_{i\kappa}(\vec{H}) = \alpha_{\kappa i}(-\vec{H})$ ще виконується. Порушується ж воно при $X \neq 0$ (тобто, при наявності деформації). Необхідно при цьому відмітити, що навіть за умов відсутності деформації (тобто, при $X = 0$), якщо в розкладі по H_i тензора $\hat{\alpha}(\vec{H})$ розглядати вищі, ніж квадратичні, члени, то нееквівалентність долин в магнітному полі ($\vec{H} \neq 0$) приводить до виникнення нових ефектів, таких як: непарний термомагнітний аналог ефекту Грабнера, комутаційний ефект та ін.

У класично сильному магнітному полі параметр нееквівалентності долин

$$\bar{n}_\kappa = \frac{n_\kappa}{1 + (K-1)\,\mathrm{Sp}\,\hat{a}^{(\kappa)}\hat{H}} \tag{43}$$

більш різко залежить від анізотропних характеристик напівпровідника на мікрорівні і тому термомагнітні ефекти на макрорівні в цьому випадку характеризуються найбільш яскраво вираженою анізотропією. Крім того, в класично сильному магнітному полі виникають планарні термомагнітні ефекти (відповідно до [37], такі ефекти виникають, коли вектор $\vec{H}$ складає довільний кут з вектором $\vec{j}$ в ізотропному чи анізотропному середовищі). Планарні ефекти в анізотропних середовищах на сьогодні вивчені досить мало.

Слід зазначити, що нееквівалентність долин, яка виникає внаслідок деформації, вносить навіть якісні зміни в польову залежність термомагнітних коефіцієнтів. З цієї ж причини термомагнітний аналог ефекту Грабнера або поздовжній ефект Нернста-Еттінгсгаузена при сильній ОПД в класично сильному магнітному полі суттєво залежить від величини параметра анізотропії термо-ЕРС захоплення М (електронна частина цих ефектів рівна нулю). Крім того, ефективність захоплення електронів фононами поляризації j різним чином залежить від величини механічної напруги X для фононів різних поляризацій, що при необхідності можна обґрунтувати досить надійно.

Термоелектричні ефекти анізотропного характеру (наприклад, анізотропія термо-ЕРС у багатодолинному напівпровіднику кубічної симетрії при ОПД) обумовлені деформаційною нееквівалентністю долин. У класично сильному магнітному полі внаслідок "магнітної" (або орієнтаційної) нееквівалентності виникає, наприклад, поздовжній ефект Нернста-Еттінгсгаузена в поздовжньому магнітному полі. І в першому, і в другому випадках ці ж причини викликають зміну питомого опору. Для випадку деформаційної нееквівалентності долин було показано, що між $\Delta\alpha^{\phi}/\alpha_0^{\phi}$ і $\Delta\rho/\rho_0$ існує лінійний зв'язок. Виявилося, що і в випадку орієнтаційної (або "магнітної") нееквівалентності долин відносні зміни термо-ЕРС захоплення і питомого опору в магнітному полі ($\Delta\alpha^{\phi}/\alpha_0^{\phi}$ і $\Delta\rho/\rho_0$) пов'язані між собою співвідношенням

$$\frac{\Delta\alpha^{\phi}}{\alpha_0^{\phi}} = \frac{\mathrm{M}-1}{K-1}\cdot\frac{3K}{2K+\mathrm{M}}\cdot\frac{\Delta\rho}{\rho_0}, \tag{44}$$

яке характеризується тими ж чисельними коефіцієнтами і в точності співпадає з формулою (27) по формі.

г) Комутаційні співвідношення для дводолинної моделі напівпровідника.

Наведемо комутаційні співвідношення, отримані в [17], справедливі для дводолинної моделі. Дводолинну модель напівпровідника можна реалізувати шляхом сильної ОПД n-Ge та n-Si вздовж $<1\bar{1}0>$. При застосуванні однієї і тієї ж (дводолинної) моделі до n-Ge і n-Si виявляються її істотні відмінності, пов'язані з відмінностями у взаємному розміщенні осей обертання розглядуваних долин або ізоенегетичних еліпсоїдів, що містять електрони: в n-Si ці осі взаємно перпендикулярні [38], а в n-Ge розміщені під кутом, не кратним $\pi/2$ [25] (тобто, особливістю дводолинної моделі в n-Ge по відношенню до аналогічної моделі в n-Si є неортогональність осей обертання еліпсоїдів мас). Саме тому, як показано в [25],

$$\text{в n-Si}\ \begin{cases} \alpha_{12}(\vec{H}) = \dfrac{2K}{K+1}\cdot\alpha_{21}(-\vec{H}), \\ \alpha_{32}(\vec{H}) = \dfrac{2K}{K+1}\cdot\alpha_{23}(-\vec{H}), \end{cases} \tag{45}$$

а інші компоненти (при степеневій залежності $\hat{\mu}(\mathrm{E})$) задовольняють співвідношенням симетрії, тоді як

$$\text{в n-Ge}\ \begin{cases} \alpha_{12}(\vec{H}) = \dfrac{2K+1}{K+2}\cdot\alpha_{21}(-\vec{H}), \\ \alpha_{13}(\vec{H}) = \dfrac{3K}{K+2}\cdot\alpha_{31}(-\vec{H}), \\ \alpha_{23}(\vec{H}) = \dfrac{3K}{2K+1}\cdot\alpha_{32}(-\vec{H}). \end{cases} \tag{46}$$

Порушення співвідношень симетрії, яке виявилося характерним для різного числа компонент α_{ik} тензора $\hat{\alpha}$ в n-Si та n-Ge, наочно ілюструє прояв специфічних особливостей анізотропії, яка існує на мікрорівні (у даному випадку на рівні $\vec{k}$ -простору), при трансформації цієї анізотропії на макрорівень (на рівень кристалу), що здійснюється в розглянутому випадку за допомогою направленої пружної деформації. В області ефекту захоплення співвідношення (45) і (46) мають більш складний характер.

Таким чином, проведений вище аналіз термоелектричних і термомагнітних явищ як за наявності, так і при відсутності ефекту захоплення електронів фононами, показав наступне. Прояв особливостей анізотропії термо-ЕРС на мікро- й макрорівнях у багатодолинних напівпровідниках, що викликається накладанням на ці кристали направлених зовнішніх впливів (магнітних полів або одновісних пружних напружень), які призводять до орієнтаційних, деформаційних та інших нееквівалентностей у групах і окремих еліпсоїдах енергії з наступним перерозподілом носіїв заряду між ними, перебудовою структури і зміною за абсолютною величиною компонентів тензора $\hat{\alpha}$, визначає у таких напівпровідниках як кінетику електронних процесів на рівні ізоенергетичних еліпсоїдів, так і їхній прояв на рівні кристала [25].

Висновки

Базуючись на використанні узагальненої теорії анізотропного розсіяння на випадок суттєвого прояву електрон-фононного захоплення в багатодолинних напівпровідниках, з'ясовано ряд особливостей формування термоелектричних і термомагнітних явищ за умов накладання і трансформації анізотропії термо-ЕРС мікро- і макрорівнів при дії на такі кристали зовнішніх магнітних полів і одновісної пружної деформації. Накладання на кристал і зміна деформуючого механічного зусилля X в широких межах забезпечили проведення аналізу досліджуваних явищ при різній кількості ізоенергетичних еліпсоїдів, які ефективно себе проявляють: від одного (n-Ge, деформований в напрямку [111]) до шести (n-Si за відсутності деформації).

Встановлено фізичну природу асиметрії електронної частини тензора $\hat{\alpha}$ ($\alpha_{12}^{e} \neq \alpha_{21}^{e}$), що виникає в кристалах n-Ge при довільній орієнтації механічної напруги X у площини $(1\bar{1}0)$ і з'ясовано (при тому ж довільному виборі осі деформації) причину відсутності аналогічного ефекту в кристалах кремнію.

Наведено фізичну інтерпретацію причин, які приводять у випадку багатодолинних напівпровідників (навіть при незначній анізотропії розсіювання) до комутаційного ефекту, що проявляється недіагональними компонентами тензора $\hat{\alpha}$ [$\alpha_{ik}(\vec{H}) \neq \alpha_{ki}(-\vec{H})$]. З'ясовано фізичний зміст тих умов (у першу чергу – прояв сильної анізотропії розсіяння), за наявності яких можуть змінюватися за величиною навіть діагональні компоненти тензора $\hat{\alpha}$ зі зміною знака (напрямку) магнітного поля.

Послідовний підхід до аналізу розглянутих явищ із урахуванням тензорного характеру диференційної термо-Е.Р.С. електрон-фононного захоплення і направлених (одновісних) зовнішніх впливів дозволив внести значні зміни в існуючі уявлення щодо анізотропії термоелектрорушійних сил (а, отже, й інших термоелектричних явищ) у багатодолинних напівпровідниках. Такий підхід також дозволив обґрунтувати й експериментально перевірити найважливіші уявлення мікроскопічної теорії для сукупності основних явищ термоелектричного класу.

***Гайдар* Г.П.** - старший науковий співробітник, кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник відділу радіаційної фізики.

[1] L.I. Anatychuk. Termojelementy i termojelektricheskie ustrojstva. Spravochnik. (Naukova dumka, Kiïv, 1979).
[2] W. Thomson. On the Dynamical Transactions of the Royal Society of Edinburgh, March, 1851, and Philosophical Magazine IV, 1852, vol. i, art. XLVIII, p. 174.
[3] W. Voigt. Lehrbuch der Kristallphysik (Leipzig, Berlin, 1910).
[4] P.W. Bridgman. A Condensed Collection of Thermodynamics Formulas (Harvard University Press, Cambridge, 1925).
[5] P. Ehrenfest, A.J. Rutgers. Proceedings Koninklijke Akademie van Wetenschappen. 32, 698 (1929).
[6] P. Ehrenfest, A.J. Rutgers. Proceedings Koninklijke Akademie van Wetenschappen. 32, 883 (1929).
[7] L. Onsager. Phys. Rev. 37(4), 405 (1931).
[8] L. Onsager. Phys. Rev. 38(12), 2265 (1931).
[9] H.B.G. Casimir. Rev. Mod. Phys. 17(2 3), 343 (1945).
[10] C. Herring. Bell System Tech. J. 34(2), 237 (1955).
[11] C. Herring, T.H. Geballe, J.E. Kunzler. Bell System Tech. J., 38(3), 657 (1959).
[12] C. Herring, T.H. Geballe, J.E. Kunzler. Phys. Rev. 111(1), 36 (1958).
[13] C. Herring, E. Vogt. Phys. Rev. 101(3), 944 (1956).
[14] L. Grabner. Phys. Rev. 117(3), 689 (1960).
[15] I.S. Buda. FTP. 3(5), 767(1969).
[16] P.I. Baranskij, I.S. Buda, V.V. Kolomoec, B.A. Sus', V.V. Chernysh. FTP. 10(1), 172 (1976).
[17] I.S. Buda. P'ezogal'vanotermomagnitnye javlenija v mnogodolinnyh poluprovodnikah: Avtoref. dis... d ra fiz. mat. Nauk (L'vov, 1982).
[18] I.S. Buda, L.A. Shherbina. Dep. v CNII "Jelektronika", 5079, 1977.
[19] I.S. Buda, P.I. Baranskij, V.S. Borenko. FTP. 20(2), 221 (1986).
[20] V.S. L'vov. FTT. 8(5), 1351 (1966).
[21] V.S. L'vov, T.V. Smirnova. FTT. 8(5), 1365 (1966).
[22] A.G. Samojlovich, I.S. Buda, I.V. Dahovskij. FTP. 7(4), 859 (1973).

[23] A.G. Samojlovich, I.S. Buda. FTP. 9(8), 1478 (1975).
[24] P.I. Baranskij, I.S. Buda, I.V. Dahovskij, V.V. Kolomoec. Jelektricheskie i gal'vanomagnitnye javlenija v anizotropnyh poluprovodnikah (Naukova dumka, Kiev, 1977).
[25] P.I. Baranskij, I.S. Buda, V.V. Savjak. Termojelektricheskie i termomagnitnye javlenija v mnogodolinnyh poluprovodnikah (Naukova dumka, Kiev, 1992).
[26] A.G. Samojlovich, I.S. Buda. FTP. 3(3), 400(1969).
[27] A.G. Samoilovich, I.S. Buda, I.V. Dakhovskii. Phys. stat. sol. (b). 23(1), 229 (1967).
[28] P.I. Baranskii, I.S. Buda, I.V. Dakhovskii, A.G. Samoilovich. Phys. stat. sol. (b). 67(1), 291 (1975).
[29] V.I. Kajdanov, V.A. Celishhev, A.P. Usov, L.D. Dudkin, B.K. Voronov, N.N. Trusova. FTP. 4(7), 1338 (1970).
[30] A.G. Samoilovich, M.V. Nitsovich, V.M. Nitsovich. Phys. stat. sol. (b). 16(2), 459 (1966).
[31] L.I. Anatychuk, V.D. Iskra, O.Ja. Luste. UFZh. 14(1), 151 (1969).
[32] L.I. Anatychuk, O.Ja. Luste. UFZh. 11(9), 971 (1966).
[33] A.G. Samojlovich, I.Ja. Korenblit, I.V. Dahovskij. DAN SSSR. 139(2), 355 (1961).
[34] A.G. Samojlovich, I.Ja. Korenblit, I.V. Dahovskij, V.D. Iskra. FTT. 3(11), 3285 (1961).
[35] I.S. Buda, P.I. Baranskij. FTP. 19(3), 497 (1985).
[36] P.I. Baranskij, I.S. Buda, V.V. Kolomoec, A.G. Samojlovich, B.A. Sus'. FTP. 8(11), 2159 (1974).
[37] A.C. Beer. Galvanomagnetic Effects in Semiconductors, Eds. F. Seitz and D. Turnbull. Supplement 4, Solid State Physics (Academic Press Inc., New York and London, 1963).
[38] P.I. Baranskij, V.V. Savjak, Ju.V. Simonenko. FTP 18(6), 1059 (1984).

G.P. Gaidar

Mechanisms of the Anisotropy Formation of Thermoelectric and Thermomagnetic Phenomena in the Multivalley Semiconductors

Institute for Nuclear Research, NAS of Ukraine, Avenue Nauku, 47,
Kyiv, 03680, Ukraine, e-mail: gaydar@kinr.kiev.ua

In this review the mechanisms of the formation and the methods to detect the macroscopic anisotropy of properties of multivalley semiconductors with cubic symmetry under the directed external influences (uniaxial elastic deformation, magnetic (non-quantizing) fields of arbitrary intensity) were analysed in details. The connection between the non-diagonal components of the tensor of thermoelectromotive $\hat{\alpha}$ was established both for n-Si and for n-Ge, as well as the reasons that lead in the case of multivalley semiconductors (even at small scattering anisotropy) to the switching effect (typical for the non-diagonal components) were found.

Keywords: germanium, silicon, theory of anisotropic scattering, thermoelectric phenomena, thermomagnetic phenomena.