ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т.3, №1 (2002) С. 99-102

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V.3, №1 (2002) P.99-102

УДК 533.1, 549.9, 53:51

Я.С. Буджак, Л.Й. Межиловська[1], Л.І. Никируй[1], В.В. Нижникевич[1]

Ефект Нернста-Еттінгсгаузена в генераторі Нернста-Еттінгсгаузена та в дослідженні механізмів розсіювання носіїв струму в кристалах

Національний університет "Львівська політехніка", вул. С. Бандери, 12, м. Львів-13, 79005
[1]Фізико-хімічний інститут при Прикарпатському університеті імені Василя Стефаника, вул. Шевченка, 57, м. Івано-Франківськ, 76000 freik@pu.if.ua

Розглянуто вплив елементів симетрії закону дисперсії носіїв заряду на кінетичні властивості анізотропних кристалів. Наведено точний метод визначення механізмів розсіювання носіїв струму в кристалах за допомогою досліджень поперечного ефекту Нернста-Еттінгсгаузена.

Ключові слова: кінетичні властивості, анізотропія, магнітне поле, симетрія кристалів.

Стаття поступила до редакції 27.11.2001; прийнята до друку 2.02.2002.

Суть ефекту Нернста-Еттінгсгаузена полягає в тому, що коли кристал з градієнтом температури $\nabla_r T$ помістити в сильне магнітне поле з вектором індукції $\vec{B}$, то в ньому виникає електричне поле з напруженістю $\vec{E}$, яка дорівнює [1-3]

$$\vec{E} = (N_{ij}(\vec{B})\delta_{ijl}B_l)\nabla_r T\,. \tag{1}$$

Тут $N_{ij}(\vec{B})$ – коефіцієнти Нернста-Еттінгсгаузена; δ_{ijl} – одиничний асиметричний вектор Леві-Чівіта; $l = 1,2,3$ – суміжний індекс.

Коефіцієнти $N_{ij}(\vec{B})$ є парними функціями вектора $\vec{B}$. В анізотропних кристалах для цих коефіцієнтів має місце нерівність $N_{ij}(\vec{B}) \neq N_{ji}(\vec{B})$. Тому вектор $\vec{E}_N$ не ортогональний до векторів $\vec{B}$ і $\nabla_r T$.

Отже, якщо виготовити із анізотропного кристала зразок правильної форми у вигляді паралелепіпеда з осями L_i, L_j, L_l і відповідно зорієнтувати за координатними осями (i, j, l), в напрямку осі "i" створити в ньому градієнт температури $\nabla_r T = \Delta T / L_i$ і помістити в магнітне поле, спрямоване по осі "*l*" то тоді між гранями зразка в напрямку осі "j" виникне різниця потенціалів, яка дорівнює:

$$V_j = N_{ij}(\vec{B}_l)\delta_{ijl}B_l\left(\frac{\Delta T}{L_i}\right)L_j = \alpha_{ij}(B_l)\left(\frac{\Delta T}{L_i}\right)L_j, \tag{2}$$

де $\alpha_{ij}(B_l)$ – компоненти тензора термомагнітної е.р.с.

Якщо тепер ці грані замкнути на омічний опір R, то тоді в електричному колі виникне електричний струм, а на опорі навантаження виділиться корисна потужність. Отже, таку кристалічну структуру можна вважати генератором електричного струму.

В роботі [4] показано, що термомагнітна добротність Z_{TM} такого термоматнітного генератора дорівнює:

$$Z_{TM} = \frac{\alpha_{ij}(B_l)^2}{\chi_{jj}\rho_{jj}(B_l)}, \tag{3}$$

де χ_{jj}, ρ_{jj} – компоненти тензорів теплопровідності та питомого опору кристала, а самий генератор можна використовувати для вимірювання густини теплових потоків і магнітних полів у кристалах.

В роботі [3] показано, що коефіцієнти $N_{ij}(B_l)$ та $N_{ji}(B_l)$ описуються такими формулами:

$$N_{ij}(B_l) = \left(\frac{k}{e}\right)\left(\frac{|R_{ij}|}{\rho_{jj}}\right)\left(\frac{I_{11}(\mu,T)}{I_{01}(\mu,T)} - \frac{I_{12}(\mu,T)}{I_{02}(\mu,T)}\right), \tag{4}$$

$$N_{ji}(B_l) = \left(\frac{k}{e}\right)\left(\frac{|R_{ji}|}{\rho_{ii}}\right)\left(\frac{I_{11}(\mu,T)}{I_{01}(\mu,T)} - \frac{I_{12}(\mu,T)}{I_{02}(\mu,T)}\right). \tag{5}$$

Тут k – постійна Больцмана, e – абсолютне значення заряду електрона, R_{ij} та R_{ji} – відповідні коефіцієнти ефекту Холла в анізотропних кристалах, ρ_{ii}, ρ_{jj} – діагональні компоненти тензора питомого опору. Крім того, у цих формулах для зручності записів введені такі позначення:

$$I_{ij}(\mu,T) = \int_0^\infty \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^i \left(P(\varepsilon)^{(2r-3)}\left(\frac{d\varepsilon}{dP}\right)^2\right)^j P(\varepsilon)^3 \left(-\frac{df_0}{d\varepsilon}\right) d\varepsilon, \tag{6}$$

де f_0 – функція Фермі-Дірака. $P(\varepsilon)$ – функція енергії в законі дисперсії, який у сферичній системі координат описується формулою

$$p = \psi(\vartheta,\phi)P(\varepsilon). \tag{7}$$

У цій формулі p – модуль вектора квазіімпульсу $\vec{p}$ носія струму у кристалі, а $\psi(\vartheta,\phi)$ – функція кутів його напрямку.

Як видно з формул (4) і (5), в анізотропних кристалах має місце відношення

$$Z(\mu,r) = \left(\frac{\theta}{k}\right)\left(\frac{N_{ji}\rho_{ii}}{|R_{ji}|}\right) = \left(\frac{I_{11}(\mu,T)}{I_{01}(\mu,T)} - \frac{I_{12}(\mu,T)}{I_{02}(\mu,T)}\right). \tag{8}$$

Це відношення є скалярною функцією і залежить від структури енергетичного спектра (7), тобто, від $P(\varepsilon)$, від механізму розсіювання через посередництво показника r і від хімічного потенціалу μ, який є коренем рівняння нейтральності.

Хімічний потенціал μ, який входить у формулу (8), можна визначити експериментально за допомогою вимірювань коефіцієнта Зеєбека α.

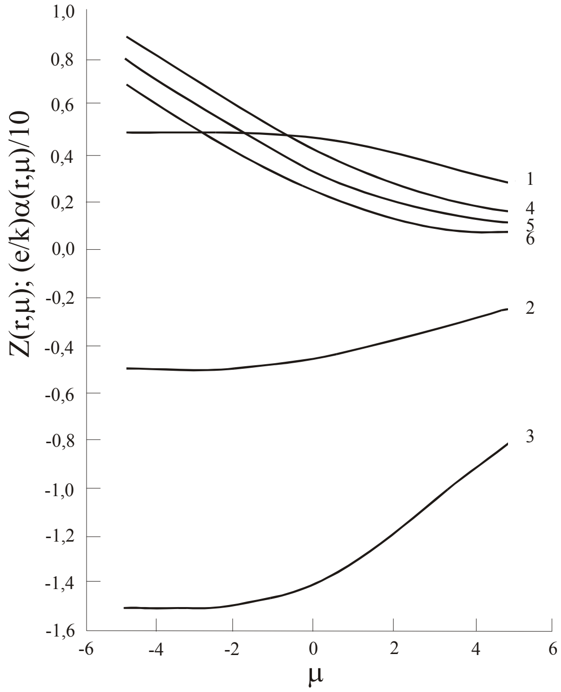

Рисунок. Залежності термоелектричної добротності та коефіцієнта термо-е.р.с. від значення хімічного потенціалу, де криві 1 – Z(0,μ), 2 – Z(1,μ), 3 – Z(2,μ), 4 – (e/k)α(0,μ)/10, 5 – (e/k)α(1,μ)/10, 6 – (e/k)α(2,μ)/10.

В роботах [1-3] показано, що для закону дисперсії (7) коефіцієнт Зеєбека α є скалярною функцією, яка дорівнює

$$\alpha = \left(\frac{k}{ze}\right)\left(\frac{I_{11}(\mu,T)}{I_{01}(\mu,T)} - \mu^*\right).$$

У формулі (8) N_{ji}, R_{ji}, ρ_{ii} – експериментально вимірювані величини. В анізотропних кристалах ці величини – анізотропні. Проте, їх відношення, яке описується формулою (8) є скалярною функцією.

Для кристалів з анізотропним параболічним законом дисперсії, тобто, коли в законі дисперсії (7) функція $P(\varepsilon)$ дорівнює $P(\varepsilon) = \varepsilon^{1/2}$, функція $Z(\mu,r)$ і коефіцієнт Зеєбека дорівнюють

$$Z(\mu,r) = \left(\frac{F_{r+2}(\mu^*)}{F_{r+1}(\mu^*)} - \frac{F_{2r+3/2}(\mu^*)}{F_{2r+1/2}(\mu^*)}\right), \qquad (9)$$

$$\alpha(\mu^*,r) = \left(\frac{k}{ze}\right)\left(\frac{F_{r+2}(\mu^*)}{F_{r+1}(\mu^*)} - \mu^*\right), \qquad (10)$$

де z –знак заряду носія струму, а $F_i(\mu^*)$ – відомий інтеграл Фермі

$$F_i(\mu^*) = \int_0^\infty x^t\left(-\frac{df_0}{dx}\right)dx\,. \qquad (11)$$

Якщо носії струму не вироджені, тобто, коли $\mu^* = \mu/kT < -4$, то $Z(\mu,r)$ і $\alpha(\mu^*,r)$ мають такі значення

$$Z(\mu,r) = \left(\frac{\theta}{k}\right)\left(\frac{N_{ji}\rho_{ii}}{\left|R_{ji}\right|}\right) = \left(\frac{1}{2} - r\right), \qquad (12)$$

$$\alpha(\mu^*,r) = \left(\frac{k}{ze}\right)\left((r+2) - \mu^*\right). \qquad (13)$$

У цих формулах показник розсіювання r дорівнює нулю (r = 0), якщо носії розсіюються на акустичних фононах кристалічної гратки, r = 1, якщо розсіювання відбувається на оптичних фононах при температурі, вищій від температури Дебая, r = 2 – для розсіювання на іонізованих домішках в кристалі.

Отже, одночасні вимірювання коефіцієнтів N_{ji}, R_{ji}, ρ_{ii} і $\alpha(\mu^*,r)$ дають можливість точно визначити механізми розсіювання носіїв струму в кристалах та зробити багато інших висновків, які виясняють природу досліджуваних кінетичних властивостей кристалів.

Для зручності користуванням висновками даної роботи, на рисунку наведена графічна діаграма.

Я.С. Буджак *– д.ф.-м.н., професор кафедри напівпровідникової мікроелектроніки;*
Л.Й. Межиловська *– к.ф.-м.н., доцент;*
Л.І. Никируй, В.В. Нижникевич *– аспіранти.*

[1] Я.С. Буджак, Д.М. Фреїк, Л.І. Никируй, Л.Й. Межиловська. Елементи теорії термодинамічних та кінетичних властивостей кристалів // *Фізика і хімія твердого тіла*, **1**(2), сс. 159-166 (2000).
[2] Я.С. Буджак, Д.М. Фреїк, О.З. Готра, Л.І. Никируй, Л.Й. Межиловська. До теорії кінетичних явищ у напівпровідникових кристалах // *Фізика і хімія твердого тіла,* **2**(1), сс. 77-85 (2001).
[3] Я.С. Буджак, Д.М. Фреїк, Л.І. Никируй, Л.Й. Межиловська. Елементи теорії кінетичних властивостей кристалів твердотільної електроніки // *Фізика і хімія твердого тіла*, **2**(3), сс. 361-367 (2001).
[4] Е.К. Иорданишвили, В.П. Бабин. *Нестационарные процессы в термоэлектрических и термомагнитных системах преобразования энергии*. Наука, М., 216 с. (1983).

J.S. Budjak, L.Y. Mezhylovska[1], L.I. Nykyruy[1], V.V. Nyzhnykevych[1]

Nernst-Ettingsgauzen Effect Both in Nernst-Ettinghauzen Generator and Investigation of Carrier Scattering in Crystals

State University “Lvivska Polytehnika”, 12, Bandera St., 79005, Lviv
[1]Physics-Chemical Institute at the Vasyl Stefanyk Precarpathian University, 57, Shevchenko St., 76000, Ivano-Frankivsk

Influence of symmetry elements of variance low on kinetic properties anizotropic crystals are shown. Represent exact method of determination of scattering mechanisms at the crystals by research of transverse Nernst-Ettinghausen effect.