

ВИСОКОЧАСТОТНІ ФЛУКТУАЦІЇ ГУСТИНИ СТРУМУ У ТЕЛУРІ ПРИ НАЯВНОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОГО ТА МАГНІТНОГО ПОЛІВ

Досліджені польові залежності спектральної густини високочастотних флуктуацій струму у дірковому Те при наявності гріючого електричного і неквантуючого магнітного полів. Показано принципovu можливість керування інтенсивністю шуму за допомогою зазначених зовнішніх факторів.

Field dependencies of high-frequency current fluctuation spectral density in hole tellurium under warm electric and non-quantizing magnetic fields have been investigated. The possibility of noise intensity control with applied electric and magnetic fields was shown.

Практична необхідність регулювання величини шуму в різноманітних електронних пристроях шляхом зміни прикладених зовнішніх полів стимулює розвиток теорії флуктуаційних явищ у напівпровідниках. Особливо актуальним при цьому є дослідження впливу магнітного та електричного полів на шумові характеристики як окремих напівпровідникових матеріалів, так і напівпровідникових структур.

Дана робота є продовженням [1], в якій показано, що у довгохвильовому наближенні при нехтуванні просторовою кореляцією спектральна інтенсивність флуктуацій струму у напівпровіднику описується виразом:

$$\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega = \frac{2}{V_0} \frac{\operatorname{Re} C \operatorname{Re} D + \operatorname{Im} C \operatorname{Im} D}{\operatorname{Re}^2 C + \operatorname{Im}^2 D}, \quad (1)$$

де V_0 - об'єм зразка, а $\operatorname{Re} C$, $\operatorname{Im} C$, $\operatorname{Re} D$, $\operatorname{Im} D$ є складними функціями температури, концентрації та механізмів розсіювання носіїв заряду, частоти, а також напруженостей зовнішніх електричного та магнітного полів [2].

Вважається, що гріюче електричне поле \vec{E} направлене вздовж високосиметричної вісі C_3 кристалу Те, а довільне за величиною неквантуюче магнітне поле \vec{B} знаходиться у планарній площині. Вибір такої орієнтації векторів, що описують зовнішні поля, обумовлений експериментальними запитами при дослідженні анізотропії електрофізичних властивостей діркового телуру.

У роботі [2] показано, що у стаціонарному стані при наявності слабкого електричного поля $E_z \rightarrow 0$ і довільного за величиною магнітного поля B_x вираз (1) переписується наступним чином:

$$\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega = C_0 \left/ \left(1 + \frac{e_0^2 a_0^2}{L_{00}^{yy} L_{00}^{zz}} B_x^2 \right) \right., \quad (2)$$

де $C_0 = \frac{2e_0^2 a_0^2}{V_0 L_{00}^{zz}}$, $a_0 = nk_0 T$, L_{00}^{yy} , L_{00}^{zz} - матричні

елементи оператора розсіювання носіїв, а інші позначення загальноприйняті.

Слід зауважити, що телур відомий виключно як напівпровідник p -типу і ніякими зовнішніми впливами не вдається змінити його тип провідності [3]. Важливо, що при цьому в телурі існує подвійна інверсія ефекту Холла, коли при температурах $T \sim 200 \div 210$ К за рахунок більшої рухливості електронів знак коефіцієнта Холла змінюється з додатнього на від'ємний, а при $T \sim 500$ К - навпаки. Проте в подальшому при розгляді флуктуаційних явищ ми не будемо враховувати флуктуації струму неосновних носіїв, зосередивши всю увагу на можливості принципових залежностей спектральної густини високочастотних флуктуацій тільки діркового струму від температури та величини напруженостей зовнішніх електричного і магнітного полів. При цьому електрони враховуються наступним рівнянням електронейтральності:

$$p = n_1 + n_2 + N_a, \quad (3)$$

де p , n_1 і n_2 - концентрації дірок та електронів двох нижніх двічі вироджених зон провідності, вирази для яких приведені у [4], а N_a - концентрація повністю іонізованих акцепторів.

Результати багатьох експериментальних і теоретичних робіт (див., наприклад, [3,5]) свідчать, що розсіювання носіїв на полярних оптичних фонах у Те грає важливу роль, оскільки поляризаційні поглинання у цьому напівпровіднику досить великі. Нижче приведені результати теоретичних розрахунків різних залежностей густини струму, які отримані в наближенні домінуючого розсіювання дірок на полярних оптичних фонах трьох поляризацій. Необхідні для таких розрахунків вирази матричних елементів приведені в [3].

На рис.1 у відповідності з (2) зображена залежність густини флуктуацій діркового струму телуру від величини індукції магнітного поля B_x у наближенні $E_z \rightarrow 0$ при фіксованих значеннях тем-

ператури (криві 1, 2, 3). Температури вибрані таким чином, щоб система носіїв у Те знаходилася у різних станах: домішкової провідності ($T=150\text{K}$), поблизу точки інверсії ($T=200\text{K}$) та в області власної провідності ($T=250\text{K}$). Видно, що характер залежностей флуктуацій струму не змінюється із зміною типу провідності матеріалу. Характерно, що при B_x менших, ніж $1 \cdot 10^{-2}$ Тл, спектральна інтенсивність густини флуктуацій струму майже не залежить від величини поля. При $B_x \geq 1,4 \cdot 10^{-2}$ Тл величина $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega$ стає спадаючою за законом B_x^{-2} функцією. Причиною такої поведінки густини флуктуацій струму, на нашу думку, є зростання магнетоопору телуру з ростом величини магнітного поля.

Легко показати, що з врахуванням гріючого електричного поля $E_z \neq 0$, вираз (1) для спектральної густини флуктуацій струму може бути переписаним у вигляді:

$$\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega = A + \left(B + \frac{\Delta\theta}{\theta_0} C \right) E_z^2. \quad (4)$$

Тут A, B, C - складні функції температури, частоти, механізмів розсіювання носіїв і прикладеного магнітного поля, а величина:

$$\frac{\Delta\theta}{\theta_0} = \frac{\theta_e - \theta_0}{\theta_0} \ll 1 \quad (5)$$

знаходиться із рівняння балансу потужності [3]:

$$P(\theta_e) = \frac{\Delta\theta}{\theta_0} b, \quad b = \theta_0 \left. \frac{\partial P(\theta_e)}{\partial \theta_e} \right|_{\theta_e = \theta_0}, \quad (6)$$

де θ_e - ефективна температура носіїв, яка відрізняється від температури ґратки θ_0 за рахунок їх розігрівання під дією поля.

На рис.1 зображені також залежності густини флуктуацій струму діркового телуру від магнітного поля B_x при наявності гріючого електричного поля $E_z = 2 \cdot 10^3$ В/м (криві 1', 2', 3'). Видно, що інтенсивність флуктуацій, особливо при слабких магнітних полях, значно зростає, але характер залежностей $\langle \delta j_z^2 \rangle_\omega$ від величини індукції магнітного поля залишається незмінним. У магнітних полях $B_x \approx 5 \cdot 10^{-2}$ Тл вплив прикладеного електричного поля несуттєвий.

На рис.2 при фіксованих значеннях температури зображені залежності спектральної густини флуктуацій струму від електричного поля E_z для двох випадків, а саме: без врахування ефектів розігрівання носіїв (криві 1, 2, 3) та з їх врахуванням, коли $\Delta\theta/\theta_0 \neq 0$ (криві 1', 2', 3'). Видно, що інтенсивність флуктуацій квадратично зростає із ростом напруженості поля. Вклад ефектів розігрівання у величину флуктуацій має місце при $E_z \geq 8 \cdot 10^2$ В/м.

Подібні результати були отримані в [6] для флуктуацій струму у вироджених непараболічних полярних напівпровідниках в сильному електричному полі. Важливо, що із зростанням температури і спаданням частотного інтервалу вплив явищ розігрівання збільшується.

Таким чином, результати даної роботи свідчать про принципову можливість регулювання інтенсивності шуму за допомогою прикладених електричного або магнітного полів.

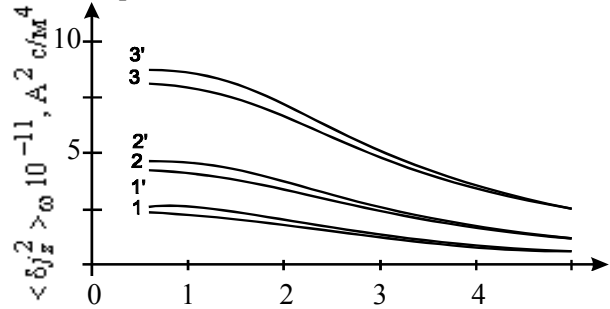


Рис.1. Залежність спектральної густини флуктуацій діркового струму від магнітного поля при фіксованих значеннях температури T : 150 К (1,1'); 200 К (2,2'); 250 К (3,3').

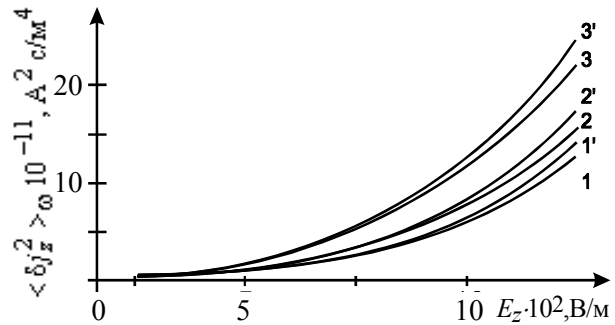


Рис.2. Залежність спектральної густини флуктуацій діркового струму від величини напруженості електричного поля при фіксованих значеннях температури T : 150 К (1,1'); 200 К (2,2'); 250 К (3,3').

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Горлей П.М., Григоришин О.М., Рождественська М.Г. Температурна залежність флуктуацій густини струму у телури // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 29: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.71-78.
2. Горлей П.Н., Григоришин А.Н. Гальваномагнітні явлення и флуктуации тока горячих носителей в кристаллах низкой симметрии // Неорганические материалы. - 1995. - 31, №10. - С.1373-1376.
3. Горлей П.Н., Радченко В.С., Шендеровский В.А. Процессы переноса в теллуре. - Киев: Наук.думка, 1987.
4. Рождественська М.Г. Термодинамічні характеристики електронів та дірок у телури // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 32: Фізика. - Чернівці: ЧДУ, 1998. - С.22-27.
5. Selders M., Gspan P., Grosse P. Polar scattering of free carriers in tellurium // Phys.Stat.Solida B. -1971. - 47, No. 2. - P.519-528.
6. Шендеровский В.А. Флуктуации тока в вырожденных полупроводниках в сильном электрическом поле // УФЖ. - 1971. - 16, №11. - С.1907-1911.