ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 11, № 1 (2010) С. 240-243

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 11, № 1 (2010) P. 240-243

PACS: 72.15.LH; 72.20.HT, 72.20.MY

ISSN 1729-4428

І.Б. Беркутов

Магнітоквантові ефекти у SiGe діркових гетероструктурах. I. Ефекти перегріву

Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Вєркіна НАН України, Проспект Леніна 47, м. Харків, 61103, Україна, E-mail: Berkutov@ilt.kharkov.ua

У квантових ямах SiGe з дірковим типом провідності реалізований ефект перегріву носіїв заряду. Роль "термометра" для визначення температури дірок виконувала амплітуда осциляцій Шубникова – де Гааза. Аналіз часу дірково-фононної релаксації при різних температурах розраховувався на підставі рівняння теплового балансу який виявив перехід системи дірок з режиму малокутового розсіяння з залежністю $\tau_{hph} \approx T^{-5}$ в режим часткової непружності з залежністю $\tau_{hph} \approx T^{-2}$.

Ключові слова: квантова яма, осциляції Шубникова – де Гааза, час дірково-фононної релаксації.

Стаття поступила до редакції 10.06.2009; прийнята до друку 15.12.2009.

Вступ

Властивості двовимірних електронних систем, що реалізуються в інверсійних шарах, δ-шарах, гетеропереходах і квантових ямах, своєрідні, оскільки, з одного боку, носії заряду в них є двовимірними, а, з іншого боку, це двовимірний стан що реалізується в масивній матриці напівпровідника, тобто фонони, що взаємодіють з електронами, є тривимірними. Інформацію про взаємодію носіїв заряду з фононами в інверсійних шарах, дельта-шарах і гетероперехідах при низьких температурах (~ 1 К) за деяких умов можна отримати з поведінки квантових поправок до провідності, пов'язаних з ефектами слабкої локалізації і взаємодії електронів (див., наприклад [1,2]), але найчастіше це є проблемою оскільки при таких температурах серед непружних процесів релаксації домінує носіїв заряду розсіяння.

Час електрон-фононної взаємодії можна визначити з ефекту електронного перегріву [3]. У ефекті електронного перегріву температура електронів T_e підвищується відносно температури фононів T_{ph} під впливом сильного електричного поля (струму) або інших розігріваючих фононів. Можливість визначення часу електрон-фононної взаємодії обумовлена тим, що передача надлишкової енергії від електронної до фононної системи, навіть в умовах сильного пружного розсіяння, контролюється цим часом. Експериментально завдання зводиться до визначення величини перегріву електронного газу $\Delta T_e = (T_e - T_{ph})$ в умовах протікання сильного струму. Для реалізації ефекту електронного перегріву необхідно забезпечити вільний відхід фононів з провідного шару в навколишній кристал (тобто хороший акустичний зв'язок провідного шару і кристала). Для інверсійних шарів, δ-шарів і гетероструктур ця вимога виконана. У цій роботі було вивчено ефект перегріву носіїв заряду у гетероструктурах $Si_{1-x}Ge_x$ з дірковим типом провідності. Амплітуда осциляцій Шубнікова –де Гааза була використана як "термометр" для вимірювання температури перегрітих дірок.

Вивчалася поведінка опору серії з п'яти зразків с концентрацією германію у каналі від 13 до 100 % при зміні температури, магнітного на електричного полів. У таблиці подано деякі характерні параметри систем. Зразки були виготовлені методом молекулярно променевої епітаксії **Ошибка! Источник ссылки не найден.** та мали наступну структуру: У зразках I та II на чисту грань (001) кремнію n-типу нарощувався шар кремнію, потім шар $Si_{1-x}Ge_x$ (~10 нм), що утворював квантовий канал, роздільний шар Si (~20 нм), шар Si допований бором з концентрацією $2{,}5\times10^{18}$ см$^{-3}$ і далі покривний шар Si. У зразках III та IV роздільний шар та шар Si допований бором були відповідно $Si_{0,7}Ge_{0,3}$ та $Si_{0,37}Ge_{0,63}$. У зразку V нижче квантового каналу було розташовано шар $Si_{0,4}Ge_{0,6}$ допований бором з концентрацією 2×10^{18} cm^{-3} та роздільний шар $Si_{0,4}Ge_{0,6}$ (~5 нм). Вище каналу розташовувався шар $Si_{0,4}Ge_{0,6}$ допований бором з концентрацією 8×10^{18} cm^{-3} з метою утворення екрануючого потенціалу та зменшення домішкового розсіювання [5]. Провідна частина зразків мала форму подвійного хресту: тонка

(~ 0,5 мм завширшки) смужка з двома парами (0,05 мм завширшки) потенційних контактів на відстані 2 мм один від одного.

Діагональні ρ_{xx} та недіагональні ρ_{xy} (ρ є опір квадратної ділянки 2D газу) компоненти тензору опору були виміряні для зразків I, III та V до магнітних полив 11 Тл, а зразки II та IV – до 6 Тл (см. рис. 1). Ці залежності демонструють яскраво виражені осциляції Шубнікова – де Гааза (ШдГО), амплітуда яких з підвищенням температури, а також с ростом струму спадала. Температуру дірок T_h в

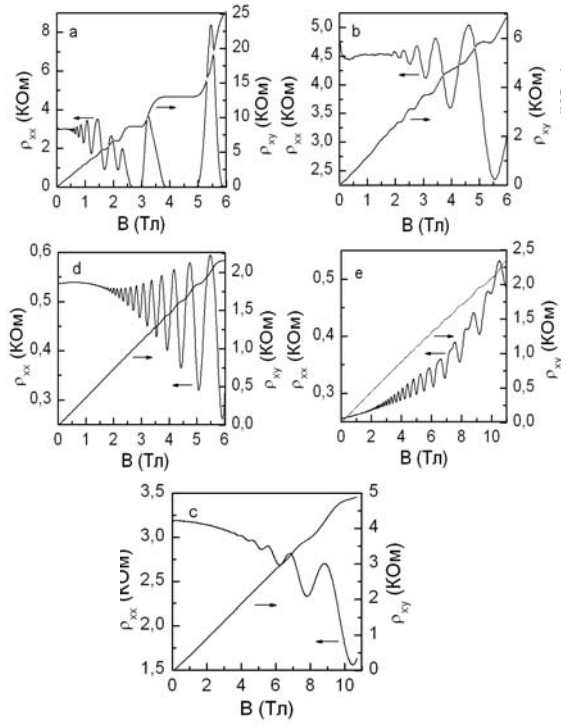

Рис. 1. Магнітопольові залежності опору ρ_{xx} и ρ_{xy} зразків: I (a), II (b), III (c), IV (d), V (e).

умовах протікання сильних струмів можна визначити з порівняння зміни амплітуди ШдГО під впливом струму с їх зміненням під впливом температури. Такий аналіз було зроблено для трьох екстремумів в області магнітних полів для всіх зразків. На рис. 2 у якості прикладу показані криві, що описують зміну амплітуди ШдГО для зразка IV з квантовими номерами ν =18, 20, 22 під впливом температури (a) і струму (b). Порівняння цих залежностей дає змогу знайти T_h при кожному значенні струму.

Розрахунок часу дірково-фононної релаксації τ_{hph} було проведено на підставі аналізу рівняння теплового балансу у якому електрична потужність, що виділяється в одиниці об'єму дорівнює кількості енергії, що передається від носіїв заряду кристалу в одиницю часу: [6]

$$\left(kT_h\right)^2 = \left(kT_{hph}\right)^2 + \left(\frac{6}{\pi^2}\right)\cdot\left(eE\right)^2 \cdot D \cdot \tau_{hph}, \qquad (1)$$

де $D = \left(1/2\right)v_F^2\tau$ – коефіцієнт дифузії дірок, ($v_F = \left(\hbar/m^*\right)\left(2\pi p\right)^{1/2}$ – фермівська швидкість, p концентрація 2D дірок), T_{ph} – температура кристалу ($T_{ph} = 33$ мК для зразка I та $T_{ph} \approx 0,3$ К для інших), $T_{hph} = \left(T_{ph} + T_h\right)/2$. Час пружного розсіювання можна визначити з формули $\rho^{-1} = pe^2\tau/m^*$ (m^* – ефективна маса дірки). Напруженість електричного поля в провідному каналі E з довжиною L та шириною a може бути знайдена із значень струму I та питомого опору ρ: $E = IR/L = I\rho/a$ ($R = \rho L/a$) [7].

На підставі розрахунку згідно рівняння (1) одержано температурна залежність τ_{hph}. На рис. 3 у якості приклада подано температурну залежность часу τ_{hph} для зразків II та IV. Для всіх вивчених структур при температурах вище ~ 1 К вона може бути апроксимована ступеневою функцією $\tau_{hph} \sim T^{-2}$ (суцільна лінія на рис. 3). Для зразка V квантові інтерференційні ефекти також були використанні для оцінки температури перегрівання дірок [2] і одержана залежність $\tau_{hph} \sim T^{-2}$.

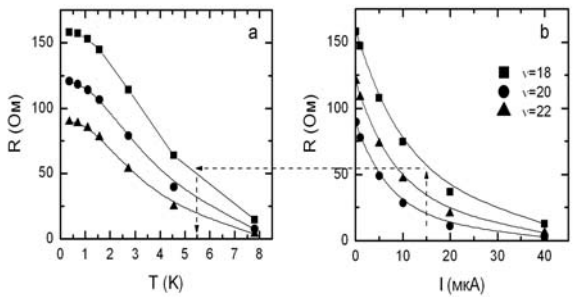

Рис. 2. Змінення амплітуди ШдГО зразка IV від температури (a) і прикладеного струму (b).

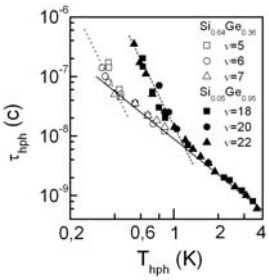

Рис. 3. Температурна залежності часу τ_{hph} для зразків II та IV. Суцільна лінія є залежність $\tau_{eph}^{-1} = 0,9\times10^{-9}T^2$, пунктирна лінія – $\tau_{eph}^{-1} = 0,6\times10^{-9}T^5$, штрихова лінія $\tau_{eph}^{-1} = 1,5\times10^{-8}T^5$.

Така залежність може бути інтерпретована як прояв дірково-фононної взаємодії в двовимірному випадку та доволі часто спостерігалась для тонких плівок при аналізі квантових поправок до провідності, пов'язаних з ефектами слабкої

Таблиця 1

Зразок	Квантова яма	ρ_{xx} (КОм)	p_{SdH} (см$^{-2}$, 10^{11})	p_{Hall} (см$^{-2}$, 10^{11})	μ_{Hall} (см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$, 10^4)	m^* (m_0)	D (см^{2}с$^{-1}$)
I	$Si_{0,87}Ge_{0,13}$	3,04	2,0	1,89	1,16	0,24	20,7
II	$Si_{0,64}Ge_{0,36}$	4,78	6,7	6,42	0,22	0,24	13,9
III	$Si_{0,2}Ge_{0,8}$	3,17	14,6	15,8	0,11	0,16	29,3
IV	$Si_{0,05}Ge_{0,95}$	0,54	16,2	17,5	0,68	0,156	179
V	Ge	0,247	27,3	29,8	0,846	0,2	302

локалізації і взаємодії носіїв заряду або при аналізі експериментів їх перегріву [8,9]. Вона пояснювалась модифікацією фононного спектру в тонких плівках. При електрон-фононних процесах при низьких температурах поглинання або емісія фононів відбувається шляхом зміни компонент імпульсу електрона p_x та p_y [10]. При низьких температурах можлива ситуація, коли хвилевий імпульс теплового фонона $q_T = k_B T/\hbar$ стає достатнім для зміни хвилевого вектора дірки на максимальну величину $2k_F$ (область часткової непружності), а при нижчих температурах $q_T < 2k_F$ виявляється можливим лише малокутове розсіяння дірок. В області часткової непружності дірка під час взаємодії повністю змінює свій імпульс і поглинає або емітує фонон з хвилевим вектором переважно перпендикулярним границі. Із закону збереження сумарного імпульсу і енергії згідно теорії Карпуса для 2D систем випливає залежність $\tau_{hph} \approx T^{-2}$. В області малокутового розсіяння хвилевий вектор фонона, що бере участь у взаємодії, довільний по напряму і обмежений температурою. Розсіяння в цьому випадку подібно до малокутового розсіяння в тривимірному металі і описується залежністю $\tau_{hph} \approx T^{-5}$. [10].

Таким чином, в даній роботі проведено комплексне дослідження магнітоквантових ефектів в двовимірному дірковому газі структур з квантовою ямою на основі кремнію і германію різного складу. Дослідження ШдГО дозволили визначити енергетичні і кінетичні характеристики рухливих носіїв заряду: ефективну масу, рухливість, концентрацію, квантовій час розсіювання, тощо. При аналізі температурної залежності часу дірково-фононної релаксації був виявлений перехід системи від режиму малокутового розсіяння в режим часткової непружності, причому для всіх зразків він виявився ідентичним.

[1] D.J. Bishop, R.C. Dynes, and D.C. Tsui. Magnetoresistance in Si metal-oxide-semiconductor field-effect transitors: Evidence of weak localization and correlation // *Phys. Rev. B,* **26**(2) , pp. 773-779 (1982).

[2] M. Asche, K.-J. Friedland, P. Kleinert and H. Kostial. Temperature and magnetic field dependences of the conductivity in delta -doped GaAs with electron concentrations in the dilute metallic limit // *Semicond. Sci. Technol.,* **7**(7), pp. 923-930 (1992).

[3] V.A. Shklovskij. Hot electrons in metals at low temperatures // *J. Low Temp. Phys.,* **41**(3-4) pp. 375-396 (1980).

[4] T.J. Grasly, C. P. Parry, P.J. Phillips, B.M. McGregor, R.J.H. Morris, G. Braithwaite, T.E. Whall, E.H.C. Parker, R. Hammond, A.P. Knights and P.G. Coleman. Technique for producing highly planar Si/$SiO_{0.64}Ge_{0.36}$/Si metal–oxide–semiconductor field effect transistor channels // *Appl. Phys. Lett.,* 74, 1848 (1999).

[5] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog. New Concept for the Reduction of Impurity Scattering in Remotely Doped GaAs Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.,* **77**(22), pp. 4616-4619 (1996).

[6] S. Hershfield and V. Ambegaokar. Transport equation for weakly localized electrons // *Phys. Rev. B,* **34**(4) pp. 2147-2151 (1986).

[7] S.I. Dorozhkin, F. Lell and W. Schoepe. Energy relaxation of hot electrons and inelastic collision time in thin metal films at low temperatures // *Solid State Commun.,* **60** (3), pp. 245-248 (1986).

[8] R. Rosenbaum, M. Ben-Shlomo, S. Goldsmith, and R. L. Boxman Low-temperature electronic transport properties of W, Mo, Ta, and Zr thin films // *Phys. Rev. B,* **39**(14), 10009-10019 (1989).

[9] G. Dumpich and A. Carl. Anomalous temperature dependence of the phase-coherence length for inhomogeneous gold films // *Phys. Rev. B,* 43(14), 12074-12077 (1991).

[10] V. Karpus. Energy and momentum relaxation of two- dimensional charge carriers interacting on center ionization // *Sov. Phys. Semicond,* **20**(1), 6-9 (1986).

I.B. Berkutov

Magnetoquantum Effects in SiGe p-type heterostructures. I. Overheating Effects

B. I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of NAS of Ukraine,
47 Lenin Ave., Kharkov 61103, Ukraine

The effect of the charge carriers overheating in a two-dimensional (2D) hole gas in a SiGe quantum well was realized. The Shubnikov-de Haas oscillation amplitude was used as a "thermometer" to measure the temperature of overheated holes. Analysis of temperature dependence of the hole - phonon relaxation time which was done using analysis of heat-balance equation exhibits transition of 2D system from regime of "partial inelasticity" with dependence $\tau_{hph} \approx T^{-5}$ to conditions of small angle scattering where $\tau_{hph} \approx T^{-2}$.