

УДК 539.2
PACS 71.25.Hc, 72.15.Gd, 72.20.Hf

ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНОЇ МАСИ В АСИМЕТРИЧНО ДОПОВАНИЙ ДІРКОВІЙ $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ ГЕТЕРОСТРУКТУРІ

І. Беркутов, В. Андрієвський,
І. Мірзоєв, Ю. Комнік

*Фізико-технічний інститут низьких температур
ім. Б. І. Веркина НАН України
пр. Леніна 47, 61103 Харків, Україна
e-mail: mirzoev@ilt.kharkov.ua*

Досліджено осциляції Шубнікова–де Гааза в двовимірному дірковому газі в гетероструктурі $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}/\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}/\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ з концентрацією дірок $p_H = 2,75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ і рухливістю $\mu = 0,91 \cdot 10^4 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ у магнітних полях до 11 Тл і в інтервалі температур 0,352–7,1 К з метою визначення величини ефективної маси m^* носіїв заряду. Особливістю зразка було асиметричне допування, так що шари $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ з концентраціями домішкових атомів бору $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ розташовувалися по обидві сторони від квантового каналу. Виявлено відхилення від відомого співвідношення, що описує зміну амплітуди осциляції провідності в ефекті Шубнікова–де Гааза. Дослідження зміни амплітуди осциляцій Шубнікова–де Гааза з температурою і магнітним полем (з урахуванням монотонного ходу опору за умови зміни магнітного поля) дало змогу визначити ефективну масу носіїв заряду ($m^* = 0,17m_0$).

Ключові слова: квантова яма, квазікласичний магнітоопір, осциляції Шубнікова–де Гааза, ефективна маса.

Ефективна маса носіїв заряду m^* є важливим параметром, який визначає кінетичні властивості провідних об'єктів. Визначення ефективної маси здійснюється за допомогою циклотронного резонансу, а також при аналізі температурної і магнітопольової змін амплітуди осциляцій Шубнікова–де Гааза (ШдГ). Залежно від досліджуваного зразка, а саме чи є він тривимірним (3D) або двовимірним (2D), визначення m^* має відмінності. Ця ознака пов'язана з тим, що електроопір в 2D системі має іншу функціональну залежність від магнітного поля, ніж у 3D системі [1]. У поданій роботі описані особливості визначення ефективної маси при аналізі температурної і магнітопольової змін амплітуди ШдГ в дірковій гетероструктурі на основі кремнію і германію з асиметрично модуляційно допованим

$\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ квантовій ямі за умов наявності великого позитивного монотонного магнітоопору.

Досліджуваний зразок, що отримано методом молекулярно-променевої епітаксії, є гетероструктурою з квантовою ямою із сплаву $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$, де розташовано двовимірний дірковий газ, і має наступний вигляд: на підкладці з монокристалічного кремнію було зроблено епітаксійне нарощування шарів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ із зростаючим вмістом германію до $x = 0,6$. Далі йдуть: шар однорідного складу $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (товщиною 700 нм), шар $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$, що доповано бором з концентрацією $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, чистий шар $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (спейсер, $\delta = 5$ нм), $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ квантовий канал (товщиною $\delta = 9$ нм), чистий шар $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ (спейсер, $\delta = 5$ нм), шар $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ ($\delta = 5$ нм), що доповано бором з концентрацією $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, чистий шар $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ та покриття з кремнію. Отже, квантова яма з одного боку відокремлена спейсером від слабо допованого бором шару $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$, а з іншого боку відокремлена спейсером від сильно допованого бором шару $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$. Концентрація дірок при $T \leq 4,5$ К, яка визначена з ефекту Хола, дорівнює $p_H = 2,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, транспортний час вільного пробігу носіїв $\tau_{tr} = 1 \cdot 10^{-12}$ с, довжина вільного пробігу квазічастинок $l_{tr} = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см і рухливість $\mu = 0,92 \cdot 10^4 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$.

Зміна опору зразка в магнітному полі (рис. 1) демонструє при гелієвих температурах добре визначені осциляції Шубнікова-де Гааза, що пов'язані з магнітним квантуванням 2D діркового газу в квантовій ямі. Осциляції спостерігаються на тлі кривої, що сходиться; у полі 11 Тл опір зразка при 0,352 К більш ніж в 2 рази перевершує опір в нульовому магнітному полі.

Класичний розгляд впливу магнітного поля на опір провідника передбачає відсутність зміни цього опору в магнітному полі через будь-які причини, окрім осциляційних ефектів. У роботі [2] вперше зазначено, що в 2D електронному газі в магнітному полі можуть з'явитися особливості в поведінці магнітоопору, які мають квазікласичну природу. У сильному магнітному полі в 2D електронному газі можуть з'явитися електрони, які необмежено довго рухаються навколо домішки, локалізуються біля неї, та не вносять вкладу до струму. Поведінка магнітоопору (МО) визначається ймовірністю того, що електрон не зустрінеється з домішкою. Ця ймовірність функціонально виражається як $\exp(-2\pi r_c/l)$ [3], де

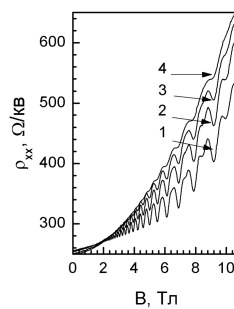


Рис. 1. Магнітопольові залежності опору за температур 0,352 К (1), 1,52 К (2), 4,56 К (3), 7,1 К (4)

$r_c = \hbar k / eB$ — циклотронний радіус, k — хвильовий вектор. Дослідження щодо впливу різних зовнішніх чинників (домішки, антидоти) засвідчили, що, зазвичай, воно зводиться до появи негативного магнітоопору [3–5].

У роботі [6] розглянуто модель, в якій розсіяння електронів відбувається на випадково розподілених сильних розсіювачах (домішках, антидотах), що дають близькодійний потенціал, і одночасно на гладкому випадковому далекодійному потенціалі. Така модель відображає ситуацію в реальних квантових ямах, в яких, як і в досліджуваному зразку, поряд з квантовим каналом (на відстані спейсера) розташовано шар легований домішковими атомами, що забезпечують появу носіїв в квантовому каналі. За високої концентрації розсіювачів n_s і гладкому гаусовому не порядку далекодійного потенціалу повинен спостерігатися позитивний МО, який описується дробовими ступенями магнітного поля. Це пов'язано з перколяцією циклотронних орбіт, що дрейфують. Перколяція обмежується розсіянням електронів на домішках, і керується параметром $p = l_s / \sqrt{d l_L}$ (тут d — кореляційна довжина не порядку). Так при $p \gg 1$ у слабких полях $\rho_{xx} / \rho_0 \propto B^{12/7}$, а далі із зростанням поля (при $d/r_c \simeq 1$) повинна спостерігатися залежність $\rho_{xx} / \rho_0 \propto B^{10/7}$ і далі у сильних полях ($d/r_c \simeq p^{3/10}$) — залежність $\rho_{xx} / \rho_0 \propto B^{10/13}$. Дослідження магнітопольової залежності монотонної складової магнітоопору показали, що вона може бути описана у межах теорії [6] виразом $\rho_{xx} / \rho_0 \propto B^{12/7}$ [7].

Зміна опору двовимірного газу носіїв заряду унаслідок магнітного квантування згідно теорії [8] описується формулою:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} \left[1 + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\Psi_s}{\sinh \Psi_s} \right) \exp \left(-\frac{\pi s}{\omega_c \tau_q} \right) \cos \left(\frac{2\pi s \varepsilon_F}{\hbar \omega_c} - \Phi \right) \right], \quad (1)$$

де σ_0 — провідність при $B = 0$, вираз $\Psi = \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}$ визначає температурну і магнітопольову залежність амплітуди осциляцій, τ_q — квантовий (одночастковий) час релаксації носіїв заряду, що визначає розширення рівнів Ландау за рахунок зіткнення, Φ — фаза. У простому випадку у формулі (1) достатньо використовувати $s = 1$. Ефективна маса входить у вираз для циклотронної частоти і енергії Фермі $\varepsilon_F = \pi \hbar^2 n / m^*$ (n — концентрація носіїв заряду).

Для визначення ефективної маси будується залежність $\ln \left[\frac{\Delta R \sinh \Psi}{R_0 \Psi} \right]$ від $\frac{1}{\omega_c \tau_q}$ чи $\frac{1}{\omega_c \tau}$, якщо ввести параметр $\alpha = \frac{\tau}{\tau_q}$. Замість $\omega_c \tau$ можна використовувати еквівалентну величину μB . ΔR — амплітуда осциляцій ШдГ, яка дорівнює величині відхилення опору в максимумі або в мінімумі від монотонного ходу опору. При такій побудові точки, що відповідають екстремумам з різними квантовими номерами ν , повинні лягти на єдину пряму з кутом нахилу $\pi \alpha$. Ефективна маса m^* є параметром, який забезпечує поєднання точок, що відносяться до різних температур і магнітних полів на єдиній кривій. Відзначимо, що згідно формули (1) в області гранично сильних магнітних полів, коли $1/\omega_c \tau \rightarrow 0$, побудована залежність повинна прямувати до значення $\ln 4 = 1,386$, оскільки в цьому випадку

функція $\Psi/\sinh\Psi \rightarrow 1$. Тоді було зроблено побудови, де опір в нульовому полі у формулі (1) є $\rho_0 \sim 1/\sigma_0$, та отримано поєднання всіх експериментальних точок на єдиній прямій (штрихова лінія на рис. 2, а, але екстраполяція цієї прямої до $1/\omega_c\tau \rightarrow 0$ не дає значення $\ln 4$.

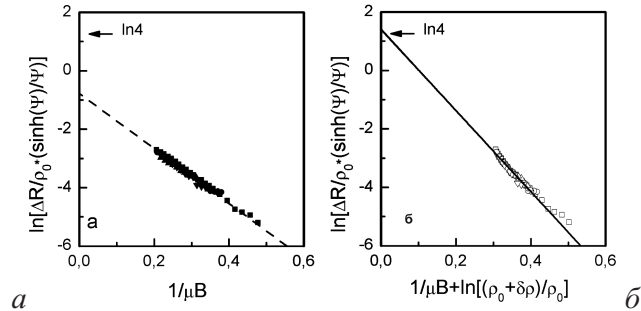


Рис. 2. Ілюстрація процедури чисельного розрахунку m^* , виконаною для температур 0,352 мК (\square), 1,59 К (\circ), 3,6 К (∇), 4,56 К. Темні значки — результат розрахунків згідно Ур. (1) (а); світлі значки — результат розрахунків згідно Ур. (1) з урахуванням магнітопольової зміни монотонного ходу опору (б)

Причиною зазначеної розбіжності з формулою (1) є сильна зміна в нашому випадку монотонної складової магнітоопору. Фактично відхилення значень опору в мінімумах і в максимумах осциляцій ШДГ відбувається не від ρ_0 , а від значень ρ_B , які визначаються зміною монотонної складової магнітоопору. Для перевірки цього припущення була використана величина $\rho_B = \rho_0 + \delta\rho(B)$, і відповідно на осі абсцис на рис. 2 застосовувалася величина $1/\mu B + \ln[(\rho_0 + \delta\rho(B))/\rho_0]$. Суцільна лінія на рис. 2, б демонструє отриманий результат: побудована пряма екстраполюється при $1/\omega_c\tau \rightarrow 0$ до значення $\ln 4$. Знайдена величина ефективної маси складає $m^* = 0,17m_0$, а $\alpha = 4,4$.

Отже, в досліджуваній структурі разом з магнітоквантовими осциляціями Шубнікова–де Гааза, виявлено позитивний монотонний хід магнітоопору, який добре узгоджується з теорією [6], що розглядає спільний вплив на носії близькодійного потенціалу розсіювальних центрів у квантовому каналі і далекодійного потенціалу домішкових атомів у допованому шарі. Наявність позитивного магнітоопору призводить до необхідності врахування польової залежності друдівського вкладу. Вивчення зміни амплітуди осциляцій Шубнікова–де Гааза з температурою і магнітним полем (з урахуванням монотонного ходу опору в разі зміни магнітного поля) дало змогу визначити ефективну масу носіїв заряду.

1. Sze S. M. Physics of semiconductor devices / S. M. Sze – NY : Wiley, 1981. – 264 p.
2. Баскин Е. Двумерная электрон-примесная система в сильном магнитном поле / Е. Баскин, Л. Магарилл, М. Энтин // ЖЭТФ. – 1978. – Т. 75, № 8. – С. 723–737.
3. Baskin E. M. Magnetic localization of classical electrons in 2D disordered lattice / E. M. Baskin, M. V. Entin // Physica B. – 1998. – Vol. 249–251. – P. 805–808.

4. *Dmitriev A. D.* Classical mechanism for negative magnetoresistance in two dimensions / A. D. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64, № 23. – P. 233321–233324.
5. *Mirlin A. D.* Quasiclassical Negative Magnetoresistance of a 2D Electron Gas: Interplay of Strong Scatterers and Smooth Disorder / A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, F. Evers, P. Wölfle // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 87, № 12. – P. 126805–126809.
6. *Polyakov D.* Quasiclassical magnetotransport in a random array of antidots / D. Polyakov, F. Evers, P. Wölfle // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64, № 20. – P. 205306–205325.
7. *Беркутов І. Б.* Положительное квазиклассическое магнитосопротивление и квантовые эффекты в германиевом квантовом канале / И. Б. Беркутов, В. В. Андрієвський, Ю. Ф. Комнік, О. А. Міронов // *ФНТ* (в печати).
8. *Isihara A.* Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems / A. Isihara, L. Smrcka // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1986. – Vol. 19. – P. 6777–6790.

**DETERMINATION OF EFFECTIVE MASS
IN ASYMMETRICALLY DOPED HOLE $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$
HETEROSTRUCTURE**

**I. Berkutov, V. Andrievskii,
I. Mirzoev, Yu. Komnik**

*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering
of the National Academy of Sciences of Ukraine
Lenin av., 47, 61103 Kharkov, Ukraine
e-mail: mirzoev@ilt.kharkov.ua*

We study the Shubnikov–de Haas (SdH) oscillations occurring in a two-dimensional hole gas in the $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}/\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}/\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ heterostructure with the hole concentration $p_H = 2,75 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and the mobility $\mu = 0,91 \cdot 10^4 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. The studies performed in the magnetic fields up to 11 T and at the temperatures 0,352–7,1 K are undertaken in order to determine the effective mass m^* of holes. The peculiarity of our sample is its asymmetric doping, when the boron-doped $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ layers with the dopant concentrations $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ are located on the both sides of $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ quantum channel. We find a deviation from the known theoretical relation that describes Shubnikov–de Haas conductivity oscillations. The studies of changes in the amplitude of the Shubnikov–de Haas oscillations that occur with changing temperature and magnetic field (a monotonic resistance background is taken into account properly) enable determination of the effective mass of the charge carriers ($m^* = 0,17m_0$).

Key words: quantum well, quasiclassical magnetoresistance, Shubnikov–de Haas oscillations, effective mass.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ
В АССИМЕТРИЧНО ДОПИРОВАННОЙ
ДЫРОЧНОЙ $\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}$ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ**

**І. Беркутов, В. Андрієвський,
І. Мірзоев, Ю. Комнік**

*Фізико-технічний інститут низьких температур
ім. Б. І. Веркина НАН України
пр. Леніна 47, 61103 Харків, Україна
e-mail: mirzoev@ilt.kharkov.ua*

Изучены осцилляции Шубникова–де Гааза в двумерном дырочном газе в гетероструктуре $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}/\text{Si}_{0,05}\text{Ge}_{0,95}/\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ с концентрацией дырок $p_H = 2,75 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 0,91 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ в магнитных полях до 11 Тл в интервале температур 0,352–7,1 К с целью определения величины эффективной массы m^* носителей заряда. Особенностью образца было асимметричное допирование, когда по обе стороны от квантового канала располагались слои $\text{Si}_{0,4}\text{Ge}_{0,6}$ с концентрациями примесных атомов бора $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Обнаружено отклонение от известного соотношения, описывающего изменение амплитуды осцилляций проводимости в эффекте Шубникова–де Гааза. Изучение изменения амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза с температурой и магнитным полем (с учетом монотонного хода сопротивления при изменении магнитного поля) позволило определить эффективную массу носителей заряда ($m^* = 0,17m_0$).

Ключевые слова: квантовая яма, квазиклассическое магнитосопротивление, осцилляции Шубникова–де Гааза, эффективная масса.

Статтю отримано: 19.05.2010
Прийнято до друку: 14.07.2011