

РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ *PbSe*

Рогачова О.І.¹, Нащекіна О.М.¹, Ольховська С.І.¹, Дресселхаус М.С.²

¹Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,
вул. Фрунзе 21, Харків, 61002, Україна;

²Массачусетський Технологічний Інститут, Массачусетс авеню 77, Кембридж, МА 02139, США)

- Об'єкти дослідження – тонкі плівки *PbSe* товщинами $d = 5.5 - 410$ нм, які були вирощені методом термічного випаровування у вакуумі стехіометричних кристалів *p-PbSe* на підкладках *KCl* та зверху покриті шаром *EuSe*. Отримано товщинні залежності коефіцієнта Зеєбека, коефіцієнта Холла, електропровідності, рухливості носіїв заряду та термоелектричної потужності за кімнатної температури. Спостерігається інверсія знаку провідності з *p* на *n* зі збільшенням товщини плівки до ~ 20 нм. На *d*-залежностях транспортних властивостей можна виділити монотонну та осцилюючу складові, наявність яких пов'язується з проявом класичного та квантового розмірних ефектів відповідно. Визначено періоди осциляції Δd для електронного та діркового газів. Теоретичний розрахунок Δd в передбаченні розмірного квантування електронного та діркового спектрів й оцінка монотонної складової електропровідності з використанням теорії Фукса-Зондхеймера добре узгоджуються з експериментальними даними.

Вступ

Відомо, що в тонких плівках зазвичай спостерігається класичний розмірний ефект (КлРЕ), який пов'язаний з дифузійним розсіюванням носіїв заряду на поверхнях плівки і призводить до залежності властивостей від товщини плівки d [1]. З іншого боку, обмеження руху носіїв заряду в напрямку, перпендикулярному площині плівки, є причиною квантування енергетичного спектру і призводить до квантових розмірних ефектів (КРЕ), коли d і довжина хвилі де Бройля λ_D носіїв заряду є величинами одного порядку. Одним з можливих проявів КРЕ в 2D-структурах є осцилюючий характер *d*-залежностей транспортних властивостей. Металеві плівки – не дуже зручні об'єкти для дослідження КРЕ шляхом вивчення транспортних властивостей через те, що період осциляцій Δd в цьому випадку є близьким до міжатомної відстані, і це вимагає отримання дуже тонких плівок з високим ступенем структурної досконалості. Напівпровідники мають значно більші значення λ_D і тому є зручнішими об'єктами для таких досліджень; однак, незважаючи на це, на сьогодні кількість подібних досліджень є обмеженою. Практично немає праць, в яких КлРЕ і КРЕ досліджувалися одночасно.

Досить мала ефективна маса в напрямку, перпендикулярному площині плівки, при переносі заряду уздовж поверхні плівки і висока рухливість носіїв заряду μ [2] роблять сполуки IV – VI підходящими матеріалами для дослідження КРЕ шляхом вивчення кінетичних властивостей. Раніше ми вперше спостерігали (див., напр., [3-7]) товщинні осциляції гальваноманітних і термоелектричних властивостей в квантових ямах (КЯ) на основі сполук типу IV – VI і пов'язували це з проявом КРЕ.

Селенід свинцю – один із представників групи сполук IV – VI – широко використовується в термоелектриці та інших галузях науки і техніки [2, 8]. *PbSe* кристалізується в структурі типу *NaCl* і має досить широку двобічну область гомогенності (49.96 – 50.08 ат.% *Se* при 1170 К) [9]. При використанні на практиці тонких плівок необхідно враховувати розмірні ефекти, які можуть кардинально змінювати властивості матеріалу. В [3] ми повідомляли про спостереження квантових *d*-осциляцій в тонких плівках *PbSe* *n*-типу, які були отримані з кристалів *n-PbSe* і захищені від окислення шаром *EuS*. В [10], де об'єктами дослідження були тонкі плівки, отримані із стехіометричних кристалів *p-PbSe* на підкладках *KCl* і покриті *EuSe*, спостерігався КлРЕ (мало місце збільшення σ і μ зі збільшенням d) і було показано, що монотонна складова залежності $\sigma(d)$

може бути досить добре описана класичною теорією Фукса-Зондхеймера [11, 12].

Мета пропонованої роботи – детальне дослідження товщинних залежностей транспортних властивостей у тонких плівках, які були отримані методом термічного випаровування у вакуумі стехіометричних кристалів p -PbSe на підкладках KCl, з метою диференціювання впливу класичного і квантового розмірних ефектів.

У результаті здійсненого дослідження було показано, що товщинні залежності транспортних властивостей плівок PbSe мають чітко виражений немонотонний характер, що пов'язується із впливом принаймні трьох чинників: класичного розмірного ефекту, квантового розмірного ефекту і структурного фактора. Були виділені інтервали товщин, на яких вплив кожного із цих факторів був переважним.

Експеримент

Епітаксціальні плівки PbSe різних товщин ($d = 5.5 - 410$ нм) було отримано термічним випаровуванням стехіометричного кристалу p -PbSe у вакуумі ($10^{-5} - 10^{-6}$) Па з наступним осадженням на підкладку (001) KCl за температури (520 ± 10) К. Швидкість конденсації складала $0.1 - 0.3$ нм/с. Зверху на плівку електронно-променевим методом було нанесено шар EuSe, що є широкозонним напівпровідником, товщиною ~ 30 нм. Цей шар, з одного боку, запобігав окисленню плівки PbSe, а, з іншого боку, відігравав роль бар'єрного шару, вносячи малий внесок у провідність, яким можна знехтувати. Товщина плівок контролювалася за допомогою кварцового резонатора, який був відкаліброваним з використанням інтерферометра (для великих d) і методом малокутової рентгенівської дифракції (для малих d). Коефіцієнт Холла R_H і електропровідність σ вимірювалися стандартним dc методом з похибкою, яка не перевищувала $\pm 5\%$. Холлівська рухливість носіїв заряду μ_H була розрахована за формулою $\mu_H = R_H \cdot \sigma$. Вимірювання коефіцієнта Зеєбека S проводилися відносно міді в площині плівок з точністю $\pm 3\%$. На основі отриманих значень S і σ було розраховано термоелектричну потужність $P = S^2 \sigma$. Вимірювання кінетичних властивостей здійснювалось на свіжовиготовлених тонких плівках за кімнатної температури.

Результати

Електронно-мікроскопічні дослідження і дані електронної дифракції показали, що плівки PbSe зростають епітаксально на підкладці (001) KCl з орієнтацією $(001)PbSe \parallel (001)KCl$. Плівки ростуть за механізмом Фольмера-Вебера з утворенням тривимірних острівців, які збільшуються в розмірі з ростом d . За $d \sim 5$ нм плівки мають каналну структуру, а за $d \sim 10$ нм стають практично суцільними. EuSe зростає на поверхні PbSe епітаксально в орієнтації $(001)EuSe \parallel (001)PbSe$ за механізмом Франка-Ван дер Мерве (пошаровий ріст) з утворенням квадратної сітки дислокацій невідповідності з вектором Бюргерса $(1/2) [110]$ на межі розподілу. Зі збільшенням товщини шару PbSe сітка дислокацій невідповідності стає більш впорядкованою. Враховуючи, що сітка дислокацій невідповідності була розподілена по значній площі поверхні і не містила дефектів у вигляді розірваних або зміщених один відносно другого рядів дислокацій невідповідності, можна зробити висновок, що поверхня була досить гладкою і не містила значної кількості дефектів. На електронограмі структури PbSe/EuSe були виявлені рефлекси тільки від PbSe і EuSe.

На рис. 1 показано залежності S , σ , μ_H і P від товщини плівок PbSe за кімнатної температури.

Згідно з вимірюваннями коефіцієнта Холла та коефіцієнта Зеєбека, поблизу $d \sim 20$ нм відбувається інверсія знака провідності з p на n , потім у процесі осциляцій спостерігається періодична зміна знаку провідності, після чого з подальшим збільшенням d усі плівки мають електронний тип провідності.

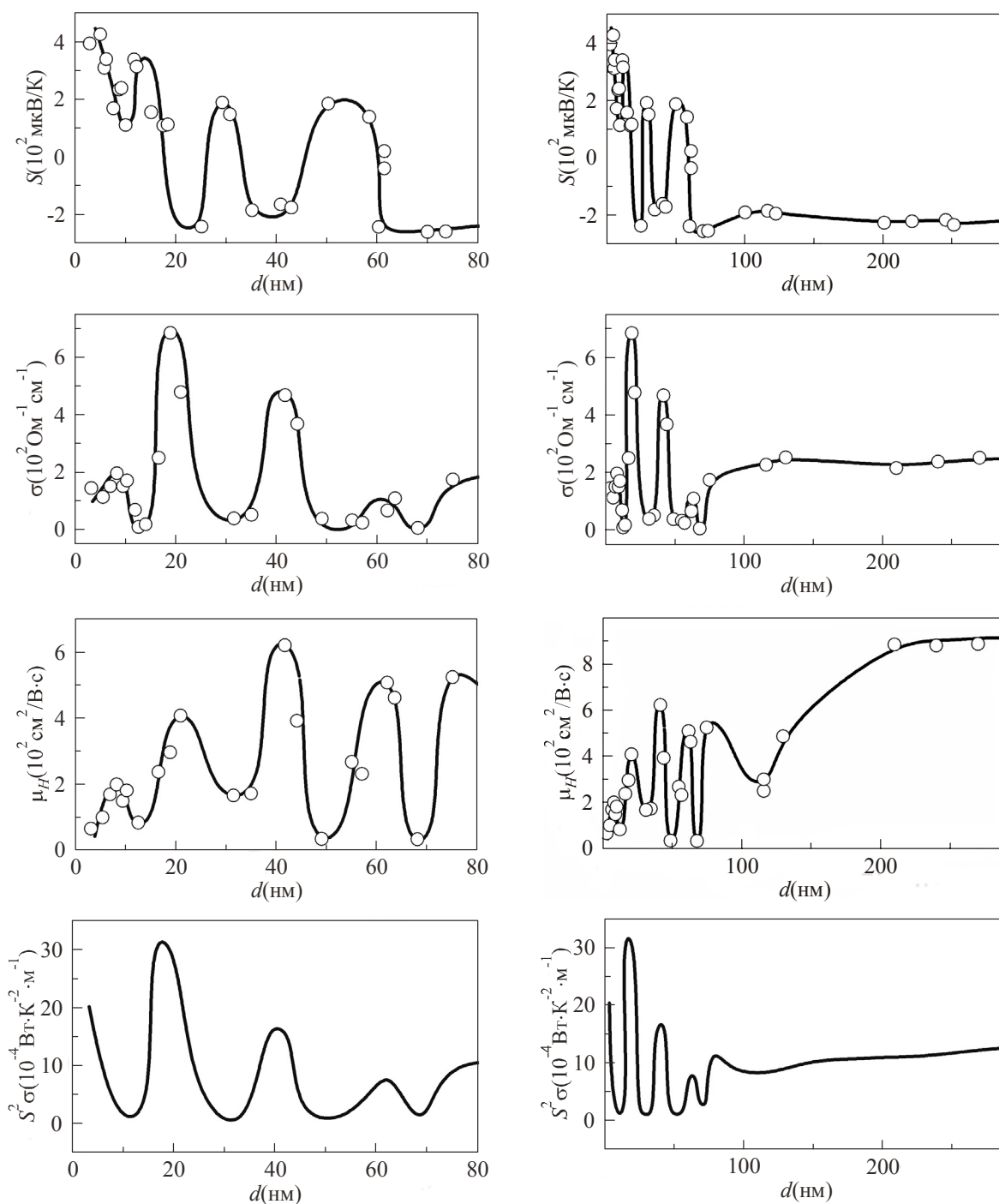


Рис. 1. Коефіцієнт Зеєбека S , електропровідність σ , рухливість носіїв заряду μ_H та термоелектрична потужність $P = S^2\sigma$ в залежності від товщини d шару PbSe у структурах KCl/PbSe/EuSe. Товщина шару EuSe ~ 30 нм.

Видно також, що на всіх кривих можна виділити принаймні дві ділянки. На першій ділянці товщин d (до $d \sim 80$ нм) спостерігаються осциляції S , σ , μ_H та P з великими амплітудами, а на другій ($d > 80$ нм) ці параметри змінюються монотонно до $d \sim 150 - 200$ нм та залишаються практично постійними за більших товщин.

На рис. 2 наведено монотонну складову залежності σ від товщини шару PbSe в структурах KCl/PbSe/EuSe з електронним типом провідності ($d > 60$ нм) за кімнатної температури. Можна

бачити, що при зростанні товщини σ плавно збільшується до $\sim 150 - 200$ нм, а за великих d виходить на насичення і практично не змінюється.

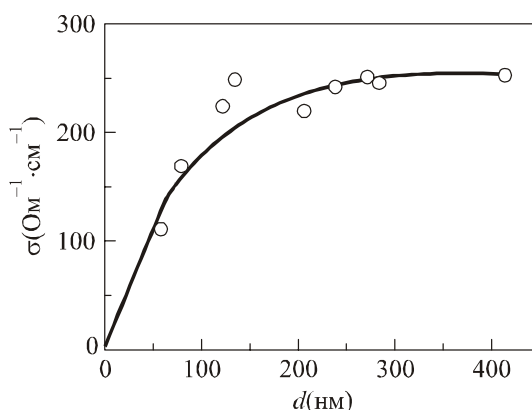


Рис. 2. Товщинні залежності електропровідності σ за кімнатної температури в структурах KCl/PbSe/EuSe. Суцільна лінія на залежності $\sigma(d)$ – результат теоретичного розрахунку по теорії Фукса-Зондхеймера [11,12].

Обговорення

1. Відомо, що кристали PbSe можуть бути як n -, так і p -типу провідності в залежності від характеру відхилення від стехіометрії [2, 9]. Стехіометрія тонкої плівки залежить не тільки від складу вихідної шихти, але також і від ряду додаткових чинників. За певних технологічних умов (температура і тип підкладки, швидкість осадження та ін.) товщина плівки може бути одним з факторів, які можуть змінювати механізм переносу заряду. У [8] було показано, що в тонких плівках PbSe, які були отримані з кристалів n -PbSe з концентрацією електронів $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, n -тип провідності спостерігався у всьому діапазоні товщин. Той факт, що плівки PbSe, отримані зі стехіометричної шихти p -PbSe (теперішня робота) мають p -тип провідності тільки за $d < 20$ нм (не враховуючи появу p -типу провідності в процесі осциляцій), вказує на те, що зростання товщини плівки d призводить до зміщення складу плівки в бік надлишку Pb. Зміна знака може відбуватися в результаті часткового ревіпарування Se з нагрітої підкладки в процесі конденсації, що призведе до надлишку Pb в плівці, і при зростанні d (і, отже, із збільшенням часу випарування) відносна частка атомів Pb буде збільшуватися.

Інверсія типу провідності з товщиною d також може бути пов'язана зі зміною умов термодинамічної рівноваги в тонких плівках порівняно із кристалами, що може призвести до залежності стехіометрії тонкої плівки від d . Специфіка тонкоплівкового стану визначається низкою факторів, які можуть призводити до зміни рівноважної концентрації дефектів порівняно з об'ємними кристалами. До їх числа можна віднести збільшення відносного внеску поверхневої енергії в загальну енергію, наявність напруг в тонкій плівці в результаті невідповідності періодів ґратки підкладки і плівки і т.д. З отриманих даних випливає, що випаруванням стехіометричних кристалів p -PbSe можна зберегти дірковий тип провідності навіть в плівках, які захищені від окислення, тільки за досить малих товщин d . Можна припустити, що тонкі плівки PbSe будуть проявляти p -тип у ширшому інтервалі товщин, якщо концентрація дірок в кристалі PbSe, що використовується як вихідна шихта для вирощування тонких плівок, буде вищою. Подібна ситуація була для плівок PbTe, легованих Na [7]. Слід зазначити також, що наявність ділянок p - і n -типу провідності, які відповідають різним значенням d , дає можливість з використанням як шихти того самого об'єкта вивчати розмірні ефекти, які обумовлені поведінкою як електронного, так і діркового газів.

2. Наявність залежності кінетичних властивостей плівок PbSe від товщини вказує на

прояв розмірних ефектів, які можуть бути пов'язані як з дифузним розсіянням носіїв заряду на поверхні плівки (КлРЕ), так і з розмірним квантуванням енергетичного спектру (КРЕ). Як відзначалося вище, на всіх кривих спостерігаються ділянки з різним характером зміни транспортних коефіцієнтів зі зміною d . Осцилюючий характер залежностей за $d < 80$ нм переходить в плавну зміну властивостей до $\sim 150 - 200$ нм, після чого властивості практично не змінюються. Це дає можливість виділити осцилюючу і монотонну складову, спостереження яких пов'язане з проявом КРЕ і КлРЕ відповідно.

3. Слід зазначити, однак, що крім КРЕ і КлРЕ на електропровідність та інші кінетичні коефіцієнти впливає і структурний фактор. Вплив структурного фактору пов'язаний з тим, що плівки IV – VI зростають на галюїдних кристалах за острівковим механізмом [8], і зі збільшенням товщини плівки відбувається перехід від плівки з ізольованими острівками, що утворюються в результаті появи зародків і зростання окремих частинок конденсату, до структури з каналами, які з'єднують ці острівці і є визначальними у переносі заряду вздовж всієї плівки [9]. Збільшення d призводить до поступового заростання ділянок між острівцями і, отже, до збільшення σ , поки не утвориться суцільна плівка. Після формування суцільної плівки вплив структурного фактору на σ значно зменшується; тим не менш, в області малих товщин важливо враховувати залежність структури плівки від d .

4. Можна із певністю стверджувати, що осцилюючий характер спостережуваних d -залежностей транспортних властивостей є результатом розмірного квантування енергетичного спектру, яке має місце в 2D-структурі $KCl/PbSe/EuSe$. Шар $PbSe$, який розташований між підкладкою (KCl) і захисним шаром ($EuSe$), являє собою КЯ, в межах якої рух носіїв обмежений. Така система наближено може бути показана як КЯ з нескінченно високими стінками. Обмеження руху електронів в КЯ призводить до квантування поперечної складової квазіімпульсу і утворенню поперечних енергетичних підзон. Для бар'єру нескінченної висоти в наближенні ефективної маси енергетичні рівні описуються як [1, 13]

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_z^* d^2} N^2 + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^*}, \quad (1)$$

де m_z^* – ефективна маса вздовж напрямку, перпендикулярного квантовій ямі, k_x , k_y і m_x^* , m_y^* – компоненти хвильового вектора і ефективної маси відповідно, при русі паралельно КЯ. Спостереження осцилюючих залежностей кінетичних властивостей можна інтерпретувати на основі квантово-механічних уявлень про поступове заповнення підзон при зростанні товщини плівки. По мірі збільшення d число заповнених підзон N в 2D-системі змінюється ступінчастим чином і кожного разу, коли d збільшується на величину $\lambda_F/2$ (λ_F – довжина хвилі де Бройля на рівні Фермі), додаткова підзона опиняється нижче ε_F і робить свій внесок у провідність. Такий взаємозв'язок між d та N призводить до осциляцій багатьох фізичних властивостей і появи КРЕ. Критична товщина d_1 , за якої перша підзона проходить через рівень Фермі ($E_1 = \varepsilon_F$), може бути оцінена як $d_1 = \hbar / \sqrt{8m_z^* \varepsilon_F}$. Якщо припустити, що КЯ представляє собою ансамбль електронів з певним значенням хімічного потенціалу, який відповідає ε_F в товстих плівках, тоді зі зміною d концентрація носіїв n (або p) у квантовій ямі повинна осцилювати відносно постійного значення ε_F . У межах однієї підзони концентрація n (або p) спочатку зростає, досягає максимуму, після чого зменшується. Коли наступна підзона (нижче зони провідності) перетинає рівень Фермі, нова хвильова функція починає робити свій внесок у щільність електронів і концентрація носіїв n (або p) знову збільшується. Осциляції щільності станів

повинні призводити до осциляцій транспортних властивостей.

Можна оцінити порядок величини періоду осциляцій Δd і N , використовуючи вирази [1, 13]:

$$\Delta d = \frac{\lambda_F}{2} = \frac{h}{\sqrt{8m_z^* \varepsilon_F}}, \quad (2)$$

$$N = \frac{k_F d}{\pi} = \frac{d}{\lambda_F / 2} = \frac{d \sqrt{8m_z^* \varepsilon_F}}{h}. \quad (3)$$

Як видно, важливим параметром, що відноситься до осцилюючого характеру d -залежностей транспортних властивостей, є концентрація носіїв заряду (або ε_F), яка визначає Δd і число заповнених підзон N в (2) і (3). Можна бачити, що $d_1 = \Delta d$ і по положенню першого екстремуму можна найточніше визначити Δd .

Підставляючи відомі значення ефективної маси електронів в n -PbSe ($m_e^* = 0.04 m_0$, $m_i^* = 0.07 m_0$, де m_e^* і m_i^* – поперечна та поздовжня компоненти ефективної маси відповідно) [2], та значення ε_F , яке було визначено по середній концентрації електронів ($n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) на ділянці n -типу, в формулу (2), був розрахований період осциляцій $\Delta d = 20 \pm 2$ нм. Отримане значення добре узгоджується з експериментально виміряною середньою відстанню між сусідніми максимумами на d -залежностях S , R_H , σ і μ_H , так само як і з положенням першого екстремуму в області з n -типом провідності ($d = 20 \pm 1$ нм).

Як видно з рис. 1, на товщинних залежностях всіх властивостей в p -області поблизу $d = 10$ нм також спостерігається один екстремум (мінімум S і R_H , максимум σ і μ_H). Наявність цього екстремуму можна пояснити перетином першої діркової підзони ($n = 1$) рівня Фермі. Оцінка періоду осциляцій для діркового газу за відомим значенням ефективної маси дірок у p -PbSe ($m_e^* = 0.034 m_0$, $m_i^* = 0.068 m_0$) [2] і значенням ε_F , яка була розрахованим по середній концентрації дірок у p -області ($p \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), дає величину $\Delta d = 10 \pm 2$ нм, яка узгоджується з експериментально спостережуваним положенням екстремуму поблизу $d = 10$ нм. Слід зазначити, що в PbSe значення поперечних ефективних мас електронів і дірок досить малі й близькі один до одного, що полегшує спостереження осциляцій для носіїв заряду обох типів.

5. З рис. 1 видно, що осциляції коефіцієнта Зеебека за $d > 20$ нм супроводжуються періодичною зміною типу провідності з електронного на дірковий. Подібний ефект також спостерігається і для R_H . Факт зміни знака провідності за товщинних осциляцій, ймовірно, пов'язаний з високою чутливістю електронної підсистеми кристала до зовнішніх впливів за товщин, близьких до точки інверсії типу провідності. Можна очікувати, що за вказаних товщин прояв КРЕ матиме свою специфіку, яка полягає в періодичних змінах знаку провідності за утворенням стоячих електронних хвиль, коли виконуються умови розмірного квантування. Таке припущення підтверджується тим фактом, що у працях [3, 4], де плівки всіх товщин мали n -тип провідності, осциляції спостерігалися без яких-небудь змін знаку провідності.

6. Товщинні осциляції, наявність яких пов'язана з проявом КРЕ, спостерігаються тільки за $d \ll 80$ нм (рис. 1). Подальша практично монотонна зміна кінетичних коефіцієнтів зі зростанням товщини плівки PbSe в області $d \sim 80 - 200$ нм вказує на те, що амплітуда квантових осциляцій зменшується і проявляється в основному КЛРЕ. Це дає можливість досить точно диференціювати вплив розмірних ефектів двох типів. Для класичного розмірного ефекту теорія Фукса-Зондхеймера [8, 9] передбачає таку залежність електропровідності від товщини плівки за умови $d \ll l$:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_\infty} = \frac{3}{4} \cdot \frac{1+p}{1-p} \cdot \frac{d}{l} \cdot \ln \frac{l}{d}. \quad (4)$$

тут l – середня довжина вільного пробігу в кристалі, p – параметр дзеркальності, що характеризує частку електронів, які пружно відбилися від поверхні плівки; σ_d – електропровідність плівки товщиною d ; σ_∞ – провідність плівки з нескінченно великою товщиною. Значення p змінюється в межах від 0 (повністю дифузне розсіяння) до 1 (повністю дзеркальне відображення). В останньому випадку класичний розмірний ефект не спостерігається. Незважаючи на те, що в теорії Фукса-Зондхеймера зроблено низку спрощень, зокрема розглядається метал зі сферичною поверхнею Фермі і ізотропною l , яка не залежить від товщини плівки, передбачається, що p – константа, яка однакова для обох поверхонь і не залежить від d , кута падіння на поверхню і траєкторії електронів; навіть якщо структурний фактор не враховувати, для не дуже малих товщин ($d \ll l$) спостерігається добре узгодження теорії з експериментом. У дуже тонких плівках, навіть якщо вони суцільні, провідність зазвичай зменшується значно швидше, ніж передбачає теорія. Одним з можливих пояснень цього може бути порушення умови сталості l в області дуже малих товщин ($d \ll l$) внаслідок вищезазначеного структурного фактора.

На рис. 2 суцільною лінією показано теоретичну залежність $\sigma(d)$, яка була розрахована за формулою (4) для інтервалу товщин $d > 60$ нм, де всі плівки мають електронний тип провідності і де вплив структурного фактора та КРЕ незначний. Тут σ_∞ відповідає значенню електропровідності для плівок з $d > 200$ нм ($\sigma_\infty = 250 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Найкращий збіг результатів теоретичного розрахунку і експериментальних даних спостерігається за $p = 0.57 \pm 0.02$ і $l = 800 \pm 40$ нм. Відмінність цих значень від значень l , отриманих в [10] ($l = 940 \pm 40$ нм), можна пояснити наступним чином: в [10] l і p розраховувалися для ширшого інтервалу товщин ($d > 30$ нм), в якому певну роль відігравали як структурний фактор, так і КРЕ.

7. Видно, що товщинні осциляції транспортних властивостей чітко проявляються за кімнатної температури, хоча відповідно до загальноприйнятих теоретичних уявлень їх спостереження можливе тільки за низьких температур. Той факт, що КРЕ вдалося зареєструвати за кімнатної температури, може означати, з одного боку, що була експериментально досягнута досить висока ступінь структурної досконалості плівок, і, з другого боку, можливий вплив інших поки невідомих факторів.

8. Слід зазначити, що товщинна залежність іншого важливого термоелектричного параметра – термоелектричної потужності $P = S^2 \cdot \sigma$, який значною мірою визначає ефективність термоелектричного перетворювача енергії, також має осцилюючий характер (рис. 1). Спостережуваний осцилюючий характер d -залежностей термоелектричних властивостей, так само як і класичний розмірний ефект, слід враховувати для використання двовимірних структур в термоелектриці та інших галузях науки і техніки.

Висновки

1. Збільшення товщини шару PbSe у квантових ямах KCl/PbSe/EuSe, які були отримані зі стехіометричного p -PbSe, призводить до інверсії знаку переважаючих носіїв заряду. До $d \sim 20$ нм плівки мають p -тип провідності, в інтервалі товщин 20 – 60 нм знак носіїв періодично змінюється з товщиною, а за $d > 60$ нм плівки мають n -тип провідності. Інверсія знака провідності пов'язується із зміною умов термодинамічної рівноваги в тонкій плівці порівняно з кристалами і/або частковим реєпаруванням Se з нагрітої підкладки в процесі осадження. Показано, що поблизу точки інверсії типу провідності квантові осциляції супроводжуються періодичною зміною знака провідності. Залежність типу провідності від товщини шару PbSe дає можливість вивчати розмірні ефекти, які обумовлені одночасно поведінкою як електронного, так і діркового газів.

2. На товщинних залежностях транспортних властивостей (S , σ , R_H і μ_H) можна виділити монотонну і осцилюючу складові, наявність яких пов'язується відповідно з проявом класичного та квантового розмірних ефектів.
3. Зміна монотонної складової має місце зі збільшенням d до $\sim 150 - 200$ нм, після чого властивості зберігають практично постійне значення. Теоретичний розрахунок монотонної компоненти електропровідності з використанням теорії Фукса-Зондхеймера добре узгоджується з експериментальними даними.
4. В інтервалі товщин $d < 80$ нм залежності кінетичних властивостей від товщини плівки мають осцилюючий характер. Екстремуми властивостей, які спостерігаються в p -області ($d < 20$ нм) поблизу $d = 10$ нм, пов'язуються з розмірним квантуванням енергетичного спектру діркового газу в квантових ямах PbSe, а осциляції в інтервалі $d = 20 - 80$ нм, які супроводжуються до $d \sim 60$ нм періодичною зміною знака переважаючого сорту носіїв заряду, – з квантуванням електронного спектру. Теоретична оцінка періодів квантових осциляцій електронного та діркового газів добре узгоджуються з експериментально спостережуваними.

Робота виконана за підтримки Державного Фонду Фундаментальних Досліджень України (Грант №F25.2/189-2008 та Грант №UU 42/006-2011).

Література

1. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок / Ю.Ф. Комник – М.: Атомиздат, 1979. – 264 с.
2. Yu.I. Ravich, B.A. Efimova and I.A. Smirnov, *Semiconducting Lead Chalcogenides* (New York: Plenum Press, 1970).
3. E.I. Rogacheva, T.V. Tavrina, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, K.A. Nasedkin, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin, Quantum Size Effects in PbSe Quantum Wells, *Appl. Phys. Lett.* 80, 2690 – 2693 (2002).
4. E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, S.N. Grigorov, M.A. Us, M.S. Dresselhaus, S.B. Cronin, Oscillatory Behaviour of the Transport Properties in PbTe Quantum Wells, *Nanotechnology* 14, 53 – 59 (2003).
5. E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, Ye. Vekhov, M.S. Dresselhaus and G. Dresselhaus, Oscillations in the Thickness Dependences of the Room-Temperature Seebeck Coefficient in SnTe Thin Films, *Thin Solid Films* 484, 433 – 437 (2005).
6. E.I. Rogacheva, O.N. Nashchekina, A.V. Meriuts, S.G. Lyubchenko, M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, Quantum Size Effects in n -PbTe/ p -SnTe/ n -PbTe Heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* 86, 063103 (2005).
7. E.I. Rogacheva, O.S. Vodorez, O.N. Nashchekina, A.Yu. Sipatov, A.G. Fedorov, S.I. Olkhovskaya, and M.S. Dresselhaus, Oscillatory Behavior of Thermoelectric Properties in p -PbTe Quantum Wells, *J. Electronic Materials* 39(9), 2085 – 2091 (2010).
8. D.M. Rowe, *CRC Handbook of Thermoelectrics* (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington, D.C., 1995), p. 701.
9. Абрикосов Н.Х. Полупроводниковые материалы на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$ / Н.Х. Абрикосов, Л.Е. Шелимова – Москва: Наука, 1975. – 164 с.
10. Размерный эффект в тонких пленках селенида свинца / Е.И. Рогачева, С.И. Ольховская, А.Ю. Сипатов [и др.] // Вестник ХНУ, серия «Физика». – 2010. – 914 (13). – С. 115 – 118.
11. K. Fuchs, The Conductivity of Thin Metallic Films According to the Electron Theory of Metals, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 34, 100-108 (1938).
12. E.H. Sondheimer, The Mean Free Path of Electrons in Metals, *Adv. Phys.* 1, 1 – 42 (1952).
13. Тавгер Б.А., Демиховский В.Я. Квантовые размерные эффекты в полупроводниковых и полуметаллических пленках // УФЖ. – 1968. – 96. – С. 61 – 86.

Надійшла до редакції 09.10.2012.