

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ PbSe

Рогачева Е.И.¹, Нащекина О.Н.¹, Ольховская С.И.¹, Дресслхаус М.С.²

¹Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт», ул. Фрунзе, 21, Харьков, 61002, Украина;

²Массачусетский Технологический Институт, Массачусетс авеню, 77, Кембридж, МА 02139, США)

- Объекты исследования – тонкие пленки PbSe толщинами $d = 5.5 - 410$ нм, выращенные методом термического испарения в вакууме стехиометрических кристаллов p -PbSe на подложках KCl и покрытые слоем EuSe. Получены толщинные зависимости коэффициента Зеебека, коэффициента Холла, электропроводности, подвижности носителей заряда и термоэлектрической мощности при комнатной температуре. Наблюдается инверсия знака проводимости с p на n при увеличении толщины пленки до ~ 20 нм. На d -зависимостях транспортных свойств можно выделить монотонную и осциллирующую составляющие, наличие которых связывается с проявлением классического и квантового размерных эффектов, соответственно. Определены периоды осцилляций Δd для электронного и дырочного газов. Теоретический расчет Δd в предположении размерного квантования электронного и дырочного спектров и оценка монотонной компоненты электропроводности с использованием теории Фукса-Зондхеймера находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Введение

Известно, что в тонких пленках обычно наблюдается классический размерный эффект (КлРЭ), связанный с диффузным рассеянием носителей заряда на поверхностях пленки и приводящий к зависимости свойств от толщины пленки d [1]. С другой стороны, ограничение движения носителей заряда в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, является причиной квантования энергетического спектра и приводит к квантовым размерным эффектам (КРЭ), когда d и длина волны де-Бройля λ_D носителей заряда являются величинами одного порядка. Одним из возможных проявлений КРЭ в 2D-структурах является осциллирующий характер d -зависимостей транспортных свойств. Металлические пленки – не очень подходящие объекты для исследования КРЭ посредством изучения транспортных свойств, т.к. период осцилляций Δd в этом случае сравним с межатомным расстоянием, и это требует выращивания очень тонких пленок с высокой степенью структурного совершенства. Полупроводники обладают значительно большими значениями λ_D и поэтому являются более удобными объектами для таких исследований; однако, несмотря на это, на сегодняшний день количество подобных исследований ограничено. Практически отсутствуют работы, в которых КлРЭ и КРЭ исследовались одновременно.

Достаточно малая эффективная масса в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, при переносе заряда вдоль поверхности пленки и высокая подвижность носителей заряда μ [2] делают соединения IV – VI подходящими материалами для исследования КРЭ путем изучения явлений переноса. Ранее мы впервые наблюдали (см., напр., [3-7]) толщинные осцилляции гальваномагнитных и термоэлектрических свойств в квантовых ямах (КЯ) на основе соединений типа IV – VI и связывали это с проявлением КРЭ.

Селенид свинца – один из представителей группы соединений IV – VI – широко применяется в термоэлектричестве и других областях науки и техники [2, 8]. PbSe кристаллизуется в структуре типа NaCl и имеет достаточно широкую двустороннюю область гомогенности (49.96 – 50.08 ат.% Se при 1170 К) [9]. При использовании на практике тонких

пленок необходимо учитывать размерные эффекты, которые могут кардинально изменять свойства материала. В [3] мы сообщали о наблюдении квантовых d -осцилляций в тонких пленках PbSe n -типа, полученных из кристаллов n -PbSe и защищенных от окисления слоем EuS. В [10], где объектами исследования являлись тонкие пленки, выращенные из стехиометрических кристаллов p -PbSe на подложках KCl и покрытые EuSe, наблюдался КЛРЭ (имело место увеличение σ и μ при увеличении d) и было показано, что монотонная составляющая зависимости $\sigma(d)$ может быть достаточно хорошо описана классической теорией Фукса-Зондхеймера [11, 12].

Цель настоящей работы – провести детальное исследование толщинных зависимостей транспортных свойств в тонких пленках, полученных методом термического испарения в вакууме стехиометрических кристаллов p -PbSe на подложках KCl, с целью дифференцирования влияния классического и квантового размерных эффектов.

В результате проведенного исследования было показано, что толщинные зависимости транспортных свойств пленок PbSe имеют отчетливо выраженный немонотонный характер, что связывалось с влиянием, по крайней мере, трех факторов: классического размерного эффекта, квантового размерного эффекта и структурного фактора. Были выделены интервалы толщин, в которых влияние каждого из этих факторов являлось преобладающим.

Эксперимент

Эпитаксиальные пленки PbSe различных толщин ($d = 5.5 - 410$ нм) были получены термическим испарением стехиометрического кристалла p -PbSe в вакууме ($10^{-5} - 10^{-6}$) Па с последующим осаждением на подложки (001) KCl при температуре (520 ± 10) К. Скорость конденсации составляла $0.1 - 0.3$ нм/с. Поверх пленки электронно-лучевым методом был нанесен слой EuSe, являющегося широкозонным полупроводником, толщиной ~ 30 нм. Этот слой, с одной стороны, предохранял пленку PbSe от окисления, а, с другой стороны, играл роль барьерного слоя, внося пренебрежимо малый вклад в проводимость. Толщина пленок контролировалась при помощи кварцевого резонатора, откалиброванного с использованием интерферометра (для больших d) и методом малоугловой рентгеновской дифракции (для малых d). Коэффициент Холла R_H и электропроводность σ измерялись стандартным dc методом с погрешностью, не превышающей $\pm 5\%$. Холловская подвижность носителей заряда μ_H рассчитывалась по формуле $\mu_H = R_H \sigma$. Измерения коэффициента Зеебека S проводились относительно меди в плоскости пленок с точностью $\pm 3\%$. На основе полученных значений S и σ была рассчитана термоэлектрическая мощность $P = S^2 \sigma$. Измерения кинетических свойств проводились на свежеприготовленных тонких пленках при комнатной температуре.

Результаты

Электронно-микроскопические исследования и данные электронной дифракции показали, что пленки PbSe растут эпитаксиально на подложке (001) KCl с ориентацией $(001) PbSe \parallel (001) KCl$. Пленки растут по механизму Фольмера-Вебера с образованием трехмерных островков, которые увеличиваются в размере с ростом d . При $d \sim 5$ нм пленки имеют канальную структуру, а при $d \sim 10$ нм становятся практически сплошными. EuSe растет на поверхности PbSe эпитаксиально в ориентации $(001) EuSe \parallel (001) PbSe$ по механизму Франка-Ван дер Мерве (послойный рост) с образованием квадратной сетки дислокаций несоответствия с вектором Бюргерса $(1/2) [110]$ на границе. С ростом толщины слоя PbSe сетка дислокаций несоответствия становится более упорядоченной. Учитывая, что сетка дислокаций несоответствия была распределена по значительной площади поверхности и не содержала

дефектов в виде разорванных или смещенных друг относительно друга рядов дислокаций несоответствия, можно заключить, что поверхность была достаточно гладкой и не содержала значительного количества дефектов. На электронограмме структуры *PbSe/EuSe* были обнаружены рефлексы только от *PbSe* и *EuSe*.

На рис. 1 представлены зависимости S , σ , μ_H и P от толщины пленок *PbSe* при комнатной температуре.

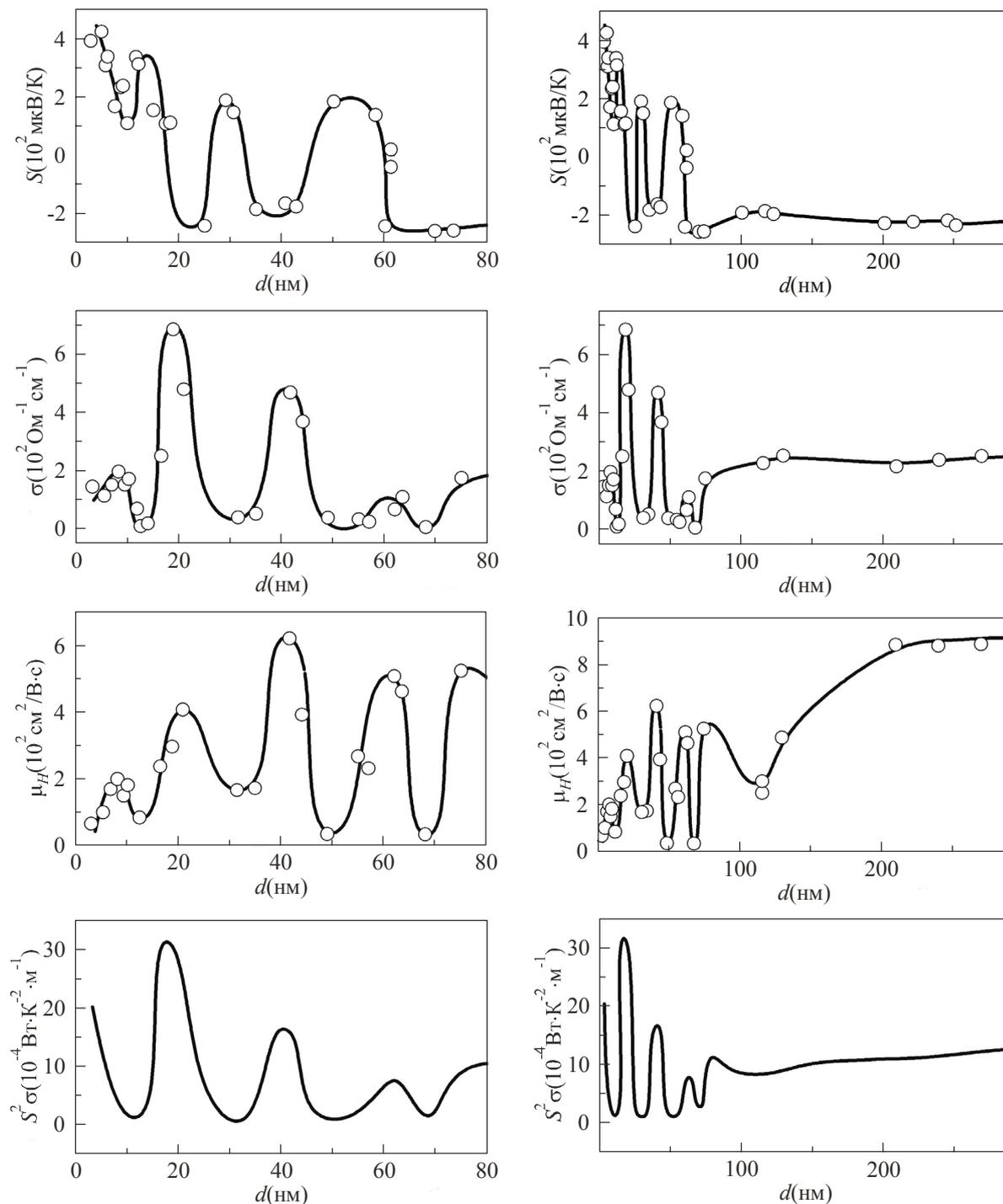


Рис. 1. Коэффициент Зеебека S , электропроводность σ , подвижность носителей заряда μ_H и термоэлектрическая мощность $P = S^2\sigma$ в зависимости от толщины d слоя *PbSe* в структурах *KCl/PbSe/EuSe*. Толщина слоя *EuSe* \sim 30 нм.

Согласно измерениям коэффициента Холла и коэффициента Зеебека, вблизи $d \sim 20$ нм происходит инверсия знака проводимости с p на n , затем в процессе осцилляций наблюдается периодическое изменение знака проводимости, после чего при дальнейшем увеличении d все пленки имеют электронный тип проводимости.

Видно также, что на всех кривых можно выделить, по крайней мере, два участка. На первом участке толщин d (до $d \sim 80$ нм) наблюдаются осцилляции S , σ , μ_H и P с большими амплитудами, а на втором ($d > 80$ нм) – эти параметры изменяются монотонно до $d \sim 150 - 200$ нм, оставаясь при больших толщинах практически постоянными.

На рис. 2 приведены монотонные составляющие зависимостей σ от толщины слоя PbSe в структурах KCl/PbSe/EuSe с электронным типом проводимости ($d > 60$ нм) при комнатной температуре. Можно видеть, что с ростом толщины σ плавно увеличиваются до $\sim 150 - 200$ нм, а при больших d выходят на насыщение и остаются практически постоянными.

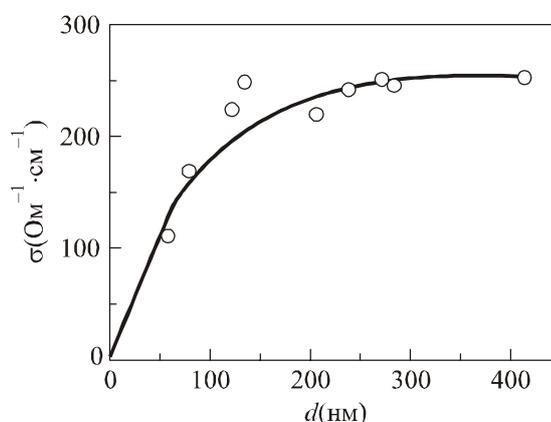


Рис. 2. Толщинные зависимости электропроводности σ при комнатной температуре в структурах KCl/PbSe/EuSe. Сплошная линия – результат теоретического расчета по теории Фукса-Зондхеймера [11, 12].

Обсуждение

1. Известно, что кристаллы PbSe могут быть как n -, так и p -типа проводимостей в зависимости от характера отклонения от стехиометрии [2, 9]. Стехиометрия тонкой пленки зависит не только от состава исходной шихты, но также и от ряда дополнительных факторов. При определенных технологических условиях (температура и тип подложки, скорость осаждения и др.) толщина пленки может быть одним из факторов, которые могут изменять механизм переноса заряда. В [8] было показано, что в тонких пленках PbSe, полученных из кристаллов n -PbSe с концентрацией электронов $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, n -тип проводимости наблюдался во всем диапазоне толщин. Тот факт, что пленки PbSe, полученные из стехиометрической шихты p -PbSe (настоящая работа) имеют p -тип проводимости только при $d < 20$ нм (не учитывая появление p -типа проводимости в процессе осцилляций), указывает на то, что рост толщины пленки d приводит к смещению состава пленки в сторону избытка Pb. Изменение знака проводимости может происходить в результате частичного реиспарения Se с нагретой подложки в процессе конденсации, что приведет к избытку Pb в пленке, и с ростом d (и, следовательно, с ростом времени испарения) относительная доля атомов Pb будет увеличиваться.

Инверсия типа проводимости при изменении d также может быть связана с изменением условий термодинамического равновесия в тонких пленках по сравнению с кристаллами, что

может привести к зависимости стехиометрии тонкой пленки от d . Специфика тонкопленочного состояния определяется рядом факторов, которые могут приводить к изменению равновесной концентрации дефектов по сравнению с объемными кристаллами. К их числу можно отнести увеличение относительного вклада поверхностной энергии в общую энергию, наличие напряжений в тонкой пленке в результате несоответствия периодов решетки подложки и пленки и т.д. Из полученных данных следует, что испарением стехиометрических кристаллов p - $PbSe$ можно сохранить дырочный тип проводимости даже в пленках, защищенных от окисления, только при достаточно малых толщинах d . Можно предположить, что тонкие пленки $PbSe$ будут проявлять p -тип в более широком интервале толщин, если концентрация дырок в кристалле $PbSe$, используемом в качестве исходной шихты для выращивания тонких пленок, будет выше. Подобная ситуация имела место для пленок $PbTe$, легированных Na [7]. Следует отметить также, что наличие участков p - и n -типа проводимостей, соответствующих различным значениям d , дает возможность при использовании в качестве шихты одного и того же объекта изучать размерные эффекты, определяемые поведением как электронного, так и дырочного газов.

2. Наличие зависимости кинетических свойств пленок $PbSe$ от толщины указывает на проявление размерных эффектов, которые могут быть связаны как с диффузным рассеянием носителей заряда на поверхности пленки (КлРЭ), так и с размерным квантованием энергетического спектра (КРЭ). Как отмечалось выше, на всех кривых наблюдаются участки с различным характером изменения транспортных коэффициентов при изменении d . Осциллирующий характер зависимостей при $d < 80$ нм переходит в плавное изменение свойств вплоть до $\sim 150 - 200$ нм, после чего свойства практически не изменяются. Это дает возможность выделить осциллирующую и монотонную составляющие, наличие которых связано с проявлением КРЭ и КлРЭ, соответственно.

3. Следует отметить, однако, что помимо КРЭ и КлРЭ на электропроводность и другие кинетические коэффициенты оказывает влияние и структурный фактор. Влияние структурного фактора связано с тем, что пленки IV – VI растут на галоидных кристаллах по островковому механизму [8], и при увеличении толщины пленки происходит переход от пленки с изолированными островками, которые образуются в результате появления зародышей и роста отдельных частиц конденсата, к структуре с каналами, соединяющими эти островки и определяющими перенос заряда вдоль всей пленки [9]. Увеличение d приводит к постепенному зарастанию участков между островками и, следовательно, к увеличению σ вплоть до образования сплошной пленки. После образования сплошной пленки влияние структурного фактора на σ значительно уменьшается; тем не менее, в области малых толщин важно учитывать зависимость структуры пленки от d .

4. Можно с уверенностью утверждать, что осциллирующий характер наблюдаемых d -зависимостей транспортных свойств является результатом размерного квантования энергетического спектра, которое имеет место в 2D-структуре $KCl/PbSe/EuSe$. Слой $PbSe$, расположенный между подложкой (KCl) и защитным слоем ($EuSe$), представляет собой КЯ, в пределах которой движение носителей ограничено. Такая система приближенно может быть представлена как КЯ с бесконечно высокими стенками. Ограничение движения электронов в КЯ приводит к квантованию поперечной составляющей квазиимпульса и образованию поперечных энергетических подзон. Для барьера бесконечной высоты в приближении эффективной массы энергетические уровни описываются как [1, 13]

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

где m_z^* – эффективная масса вдоль направления, перпендикулярного квантовой яме; k_x , k_y и m_x^* , m_y^* – компоненты волнового вектора и эффективной массы, соответственно, при движении параллельно КЯ. Наблюдение осциллирующих зависимостей кинетических свойств можно интерпретировать на основе квантово-механических представлений о постепенном заполнении подзон с ростом толщины пленки. По мере увеличения d число заполненных подзон N в 2D-системе изменяется ступенчатым образом и каждый раз, когда d увеличивается на величину $\lambda_F/2$ (λ_F – длина волны де-Бройля на уровне Ферми), дополнительная подзона оказывается ниже ε_F и вносит свой вклад в проводимость. Такая взаимосвязь между d и N приводит к осцилляциям многих физических свойств и появлению КРЭ. Критическая толщина d_1 , при которой первая подзона проходит через уровень Ферми ($E_1 = \varepsilon_F$), может быть оценена как $d_1 = h/\sqrt{8m_z^*\varepsilon_F}$. Если предположить, что КЯ представляет собой ансамбль электронов с определенным значением химического потенциала, соответствующего ε_F в толстых пленках, тогда с изменением d концентрация носителей n (или p) в квантовой яме должна осциллировать относительно постоянного значения ε_F . В пределах одной подзоны концентрация n (или p) сначала растёт, достигает максимума, после чего уменьшается. Когда следующая подзона (ниже зоны проводимости) пересекает уровень Ферми, новая волновая функция начинает вносить свой вклад в плотность электронов и концентрация носителей n (или p) снова увеличивается. Осцилляции плотности состояний должны приводить к осцилляциям транспортных свойств.

Можно оценить порядок величины периода осцилляций Δd и N , используя следующие выражения [1, 13]:

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

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

Как видно, важным параметром, относящимся к осциллирующему характеру d -зависимостей транспортных свойств, является концентрация носителей заряда (или ε_F), которая определяет Δd и число заполненных подзон N в (2) и (3). Можно видеть, что $d_1 = \Delta d$ и по положению первого экстремума можно наиболее точно измерить Δd .

Подставляя известные значения эффективной массы электронов в n -PbSe ($m_t^* = 0.04 m_0$, $m_l^* = 0.07 m_0$ где m_t^* и m_l^* – поперечная и продольная компоненты эффективной массы, соответственно) [2] и значение ε_F , определенное по средней концентрации электронов ($n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) на участке n -типа, в формулу (2), был рассчитан период осцилляций $\Delta d = 20 \pm 2$ нм. Полученное значение хорошо согласуется с экспериментально измеренным средним расстоянием между соседними максимумами на d -зависимостях S , R_H , σ и μ_H , так же как и положением первого экстремума в области с n -типом проводимости ($d = 20 \pm 1$ нм).

Как видно из рис. 1, на толщинных зависимостях всех свойств в p -области вблизи $d = 10$ нм также наблюдается один экстремум (минимум S и R_H , максимум σ и μ_H). Наличие

этого экстремума можно объяснить пересечением первой дырочной подзоной ($n = 1$) уровня Ферми. Оценка периода осцилляций для дырочного газа по известному значению эффективной массы дырок в p -PbSe ($m_i^* = 0.034 m_0$, $m_i^* = 0.068 m_0$) [2] и значению ε_F , рассчитанному по средней концентрации дырок в p -области ($p \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), дает величину $\Delta d = 10 \pm 2 \text{ нм}$, что согласуется с экспериментально наблюдаемым положением экстремума вблизи $d = 10 \text{ нм}$. Следует отметить, что в PbSe значения поперечных эффективных масс электронов и дырок достаточно малы и близки друг к другу, что облегчает наблюдение осцилляций для носителей заряда обоих типов.

5. Из рис. 1 видно, что осцилляции коэффициента Зеебека при $d > 20 \text{ нм}$ сопровождаются периодическим изменением типа проводимости с электронного на дырочный. Подобный эффект также наблюдается и для R_H . Факт смены знака проводимости при толщинных осцилляциях, по-видимому, связан с высокой чувствительностью электронной подсистемы кристалла к внешним воздействиям при толщинах, близких к точке инверсии типа проводимости. Можно ожидать, что при указанных толщинах проявление КРЭ будет иметь свою специфику, заключающуюся в периодических изменениях знака проводимости при образовании стоячих электронных волн, когда выполняются условия размерного квантования. Такое предположение подтверждается тем фактом, что в работах [3,4], где пленки всех толщин имели n -тип проводимости, осцилляции наблюдались без каких-либо изменений в знаке проводимости.

6. Толщинные осцилляции, наличие которых связано с проявлением КРЭ, наблюдаются только при $d < 80 \text{ нм}$ (рис. 1). Дальнейшее практически монотонное изменение кинетических коэффициентов с ростом толщины пленки PbSe в области толщин $d \sim 80 - 200 \text{ нм}$ указывает на то, что амплитуда квантовых осцилляций уменьшается и проявляется в основном КЛРЭ. Это дает возможность достаточно точно дифференцировать влияние размерных эффектов двух типов. Для классического размерного эффекта теория Фукса-Зондхеймера [8, 9] предсказывает следующую зависимость электропроводности от толщины пленки при условии $d \ll l$:

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

где l – средняя длина свободного пробега в кристалле; p – параметр зеркальности, характеризующий долю электронов, упруго отраженных от поверхности пленки; σ_d – электропроводность пленки толщиной d ; σ_∞ – проводимость пленки с бесконечно большой толщиной (кристалла). Значение p лежит в пределах от 0 (полностью диффузное рассеяние) до 1 (полностью зеркальное отражение). В последнем случае классический размерный эффект не наблюдается. Несмотря на то, что в теории Фукса-Зондхеймера сделан ряд упрощений, в частности, рассматривается металл со сферической поверхностью Ферми и изотропной l , не зависящей от толщины пленки, предполагается, что p – константа, одинаковая для обеих поверхностей и не зависящая от d , угла падения на поверхность и траектории электронов; даже если структурный фактор не учитывать, для не очень малых толщин ($d \ll l$) наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. В очень тонких пленках, даже если они сплошные, проводимость обычно уменьшается значительно быстрее, чем предсказывает теория. Одним из возможных объяснений этого может быть нарушение условия постоянства l в области очень малых толщин ($d \ll l$) вследствие вышеупомянутого структурного фактора.

На рис. 2 сплошной линией показана теоретическая зависимость $\sigma(d)$, рассчитанная по

формуле (4) для интервала толщин $d > 60$ нм, где все пленки имеют электронный тип проводимости и где влияние структурного фактора и КРЭ незначительно. Здесь σ_∞ соответствует значению электропроводности для пленок с $d > 200$ нм ($\sigma_\infty = 250 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$). Наилучшее совпадение результатов теоретического расчета и экспериментальных данных наблюдается при $p = 0.57 \pm 0.02$ и $l = 800 \pm 40$ нм. Отличие этих значений от значений l , полученных в [10] ($l = 940 \pm 40$ нм), можно пояснить следующим образом: в [10] l и p рассчитывались для более широкого интервала толщин ($d > 30$ нм), в котором определенную роль играли как структурный фактор, так и КРЭ.

7. Видно, что толщинные осцилляции транспортных свойств отчетливо проявляются при комнатной температуре, хотя согласно общепринятым теоретическим представлениям их наблюдение возможно только при низких температурах. Тот факт, что КРЭ удалось зарегистрировать при комнатной температуре, может означать, с одной стороны, что была экспериментально достигнута достаточно высокая степень структурного совершенства пленок, и, с другой стороны, возможно влияние других пока неизвестных факторов.

8. Следует отметить, что толщинная зависимость другого важного термоэлектрического параметра – термоэлектрической мощности $P = S^2 \cdot \sigma$, который в значительной степени определяет эффективность термоэлектрического преобразователя энергии, также имеет осциллирующий характер (рис. 1). Наблюдаемый осциллирующий характер d -зависимостей термоэлектрических свойств, так же как и классический размерный эффект, следует учитывать при использовании двумерных структур в термоэлектричестве и других областях науки и техники.

Выводы

1. Увеличение толщины слоя PbSe в квантовых ямах KCl/PbSe/EuSe, полученных из стехиометрического p -PbSe, приводит к инверсии знака преобладающих носителей заряда. До $d \sim 20$ нм пленки имеют p -тип проводимости, в интервале толщин 20 – 60 нм знак носителей периодически изменяется с толщиной, а при $d > 60$ нм пленки имеют n -тип проводимости. Инверсия знака проводимости связывается с изменением условий термодинамического равновесия в тонкой пленке по сравнению с кристаллами и/или частичным реиспарением Se с нагретой подложки в процессе осаждения. Зависимость типа проводимости от толщины слоя PbSe дает возможность изучать размерные эффекты, определяемые одновременно поведением как электронного, так и дырочного газов.

2. На толщинных зависимостях транспортных свойств (S , σ , R_H и μ_H) можно выделить монотонную и осциллирующую составляющие, наличие которых связывается, соответственно, с проявлением классического и квантового размерных эффектов.

3. Изменение монотонной составляющей имеет место при увеличении d до $\sim 150 - 200$ нм, после чего свойства сохраняют практически постоянное значение. Теоретический расчет монотонной компоненты электропроводности с использованием теории Фукса-Зондхеймера хорошо согласуется с экспериментальными данными.

4. В интервале толщин $d < 80$ нм зависимости кинетических свойств от толщины пленки носят осциллирующий характер. Экстремумы свойств, наблюдаемые в p -области ($d < 20$ нм) вблизи $d = 10$ нм, связываются с размерным квантованием энергетического спектра дырочного газа в квантовых ямах PbSe, а осцилляции в интервале $d = 20 - 80$ нм, сопровождающиеся до $d \sim 60$ нм периодическим изменением знака преобладающего сорта носителей заряда, – с квантованием электронного спектра. Теоретическая оценка периодов квантовых осцилляций электронного и дырочного газов хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми.

Работа выполнена при поддержке Государственного Фонда Фундаментальных исследований Украины (Грант №F25.2/189-2008 и Грант №UU 42/006-2011).

Литература

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.

Поступила в редакцию 09.10.2012.