

КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОГЕНИДОВ СВИНЦА

Колесников И. В., Ковалев А. Н., Сипатов А. Ю.,
Парамонов В. И., Федоренко А. И., Юнович А. Э.

Сообщается о наблюдении структуры и сдвигов в спектрах фотолюминесценции сверхрешеток (СР) PbSe—PbS, PbTe—PbS, PbSe—PbTe, которые объясняются квантово-размерными эффектами. Показано, что в случае СР типа PbSe—PbS с толщинами слоев $50 \div 200 \text{ \AA}$ экспериментальные данные согласуются с расчетами для модельного потенциала Кроннга—Пенни с разрывами зон $\Delta E_c = 48$ и $\Delta E_v = 90$ мэВ с учетом анизотропии и непараболичности. Наибольшим квантовым выходом обладают СР типа PbSe—PbS на подложках из BaF₂.

В работах [1, 2] были исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) сверхрешеток (СР) PbS—EuS, выращенных на подложках KCl и BaF₂ методом молекулярной эпитаксии; при уменьшении толщины узкозонного слоя в пределах $200 \div 30 \text{ \AA}$ наблюдались сдвиги полос ФЛ на величину порядка ширины запрещенной зоны, которые объяснялись квантово-размерными эффектами. В настоящей работе впервые сообщается о наблюдении структуры и сдвигов в спектрах ФЛ СР PbSe—PbS, PbTe—PbS, PbSe—PbTe, которые объясняются квантово-размерными эффектами. Наибольшим квантовым выходом излучения обладают СР PbSe—PbS на подложке BaF₂.

Толщина слоев менялась в пределах $50 \div 200 \text{ \AA}$, число периодов $30 \div 10$. Они изготавливались в установке с безмасляной системой откачки ($P_{\text{ост}} = 10^{-4} \div 10^{-5}$ Па) термическим испарением шихты из источников с последующим поочередным осаждением слоев на подложки (100) KCl и (111) BaF₂. Условия роста приближались к условиям конгруэнтной сублимации, которые позволяют воспроизводимо получать структурно совершенные слои с контролируемым количеством и однородным распределением собственных точечных дефектов по толщине и площади слоя без последующих отжигов [3, 4].

Структурные исследования проводились по методике, описанной в [1]. Эти исследования показали, что в ориентации (100) халькогениды свинца растут друг на друге послойно (по механизму Франка—Ван-дер-Мерве) и на межфазных поверхностях образуется квадратная сетка дислокаций несоответствия с периодами 130 (PbSe—PbS), 86 (PbSe—PbTe) и 52 \AA (PbTe—PbS) (см. также [5]). В таких системах можно было ожидать эффекты размерного квантования за счет образования сверхрешеток по трем координатам. Однако образование дислокаций настолько уменьшало квантовый выход ФЛ, что делало исследования спектров практически невозможными.

В ориентации (111) плоскости халькогенидов свинца заряжены и активно адсорбируют остаточные газы в камере роста; задержка около 10 с в вакууме 10^{-4} Па (остаточный газ — водород) приводит к островковому механизму роста без дислокаций несоответствия на межфазных границах СР. Периодичность и регулярность таких СР проверялись по четким рефлексам — сателлитам на рентгеновских дифрактограммах; она была наилучшей для СР PbSe—PbS.

Энергетическая диаграмма на гетерограницах бинарных халькогенидов свинца известна лишь для пары PbSe—PbS из спектральной зависимости фотоэффекта [6]. На рис. 1, а приведена энергетическая диаграмма CP с параметрами

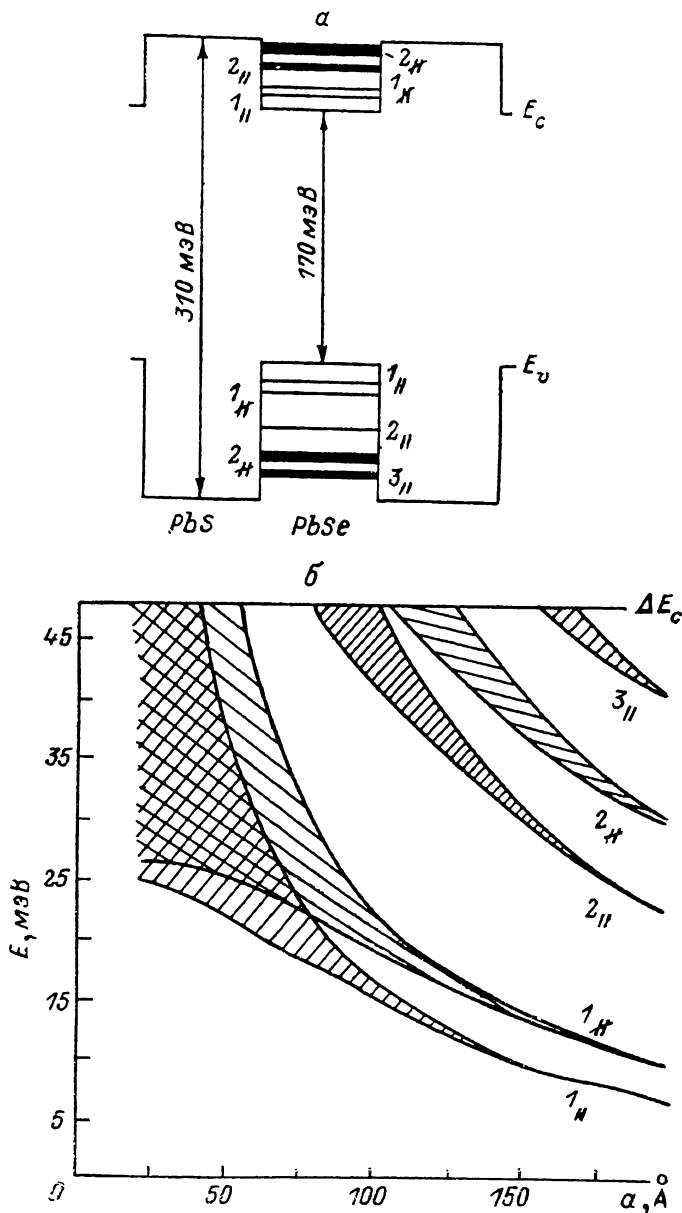


Рис. 1. Энергетическая диаграмма CP PbSe—PbS при 80 К.

а — результаты расчета подзон размерного квантования при толщинах слоев a (PbSe) и b (PbS) по 130 Å; б — структура подзон размерного квантования в зоне проводимости PbSe в CP в зависимости от толщины слоя PbSe при $a=b$.

из [6]: $\Delta E_c=48$, $\Delta E_v=90$ мэВ ($T=78$ К). На диаграмме приведены уровни мини-зоны размерного квантования для случая толщин слоев a (PbSe) $=b$ (PbS) $=130$ Å. На рис. 1, б показана эволюция мини-зон проводимости PbSe в зависимости от толщины слоя PbSe в CP при условии $a=b$. Расчеты проводили по модели Кронига—Пенни с условиями непрерывности волновых функций и их производных на гетерограницах, предполагая зависимость эффективных масс

от энергии по двухзонной модели Кейна $m_{c,v}^* = m_{0c,v}^* (1 + 2E/E_0)$. Значения ширины запрещенных зон PbSe, PbS и эффективных масс брались из [7].

Так как в PbS и PbSe экстремумы зон расположены в L -точке, при квантовании в направлении $\langle 111 \rangle$ образуются две группы носителей; в одной долине с эффективной массой $m_{c,v}^* = m_{c,v}^*$ и в трех долинах $m_{c,v}^* = (1/3 m_{c,v}^* + 2/3 m_{c,v}^*)^{-1}$ (в направлении квантования). Так как $m_{c,v}^*/m_{c,v}^* \approx m_{c,v}^*/m_{c,v}^* \approx 1$ и $\Delta E_g/\Delta E_c \approx 2$, согласно критерию работы Шюка [8], можно ожидать слабого нарушения правил отбора $n=n'$ при излучательной рекомбинации.

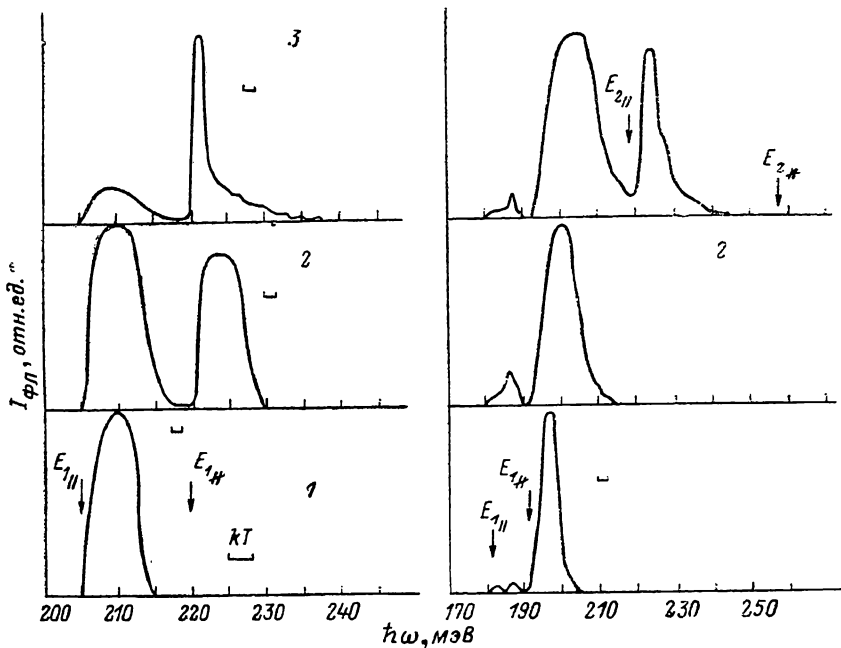


Рис. 2. Спектры ФЛ CP PbSe—PbS.

Слеза — $a=100$, $b=100$ Å, 21 период; справа — $a=200$, $b=180$ Å, 20 периодов. $\bar{W}_0 \cdot 10^{-4}$, Вт/см²: 1 — 2, 2 — 7, 3 — 20.

Типичные спектры ФЛ CP PbSe—PbS при возбуждении импульсным YAG : Nd-лазером ($\hbar\omega=1.17$ эВ) при 80 K изображены на рис. 2. В спектрах можно наблюдать одну, две или три полосы; с увеличением уровня возбуждения от $2 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^6$ Вт/см² интенсивность излучения перераспределяется в пользу более высокоэнергичных полос. Стрелками отмечены результаты расчета для разрешенных переходов между подзонами размерного квантования (при сохранении номера подзоны при рекомбинации), т. е. значения энергии, начиная с которых должна простирается в высокоэнергичную область полоса спектра ФЛ, обусловленная рекомбинацией носителей из данной пары подзон. Видно, что низкоэнергичные края полос спектра ФЛ удовлетворительно согласуются с рассчитанными значениями. С увеличением уровня накачки в спектрах появляются полосы излучения, соответствующие заполнению более высоко лежащих подзон.

Интенсивность ФЛ исследованных CP PbSe—PbS была в 30–50 раз выше (при одинаковой мощности накачки), чем у пленок PbSe, выращенных в тех же условиях (толщина пленки PbSe была равна суммарной толщине слоев PbSe в CP). Это может быть связано с тем, что возбуждающее ФЛ излучение лазера (частично пропускаемое пленкой) с $\hbar\omega=1.17$ эВ должно поглощаться не только в Pb—Se, но и в барьерных слоях PbS, так как E_g (PbS) < 1.17 эВ (рис. 1, а). Поскольку в спектрах CP отсутствует излучение, соответствующее рекомбинации в PbS, можно предположить, что неравновесные носители переходят в узкозонные слои PbSe, где и рекомбинируют. В силу суперлинейной зависимости

интенсивности ФЛ PbSe от мощности накачки при $W_0 \geq 10^4$ Вт/см² [9] такая «дополнительная накачка» слою PbSe может привести к наблюдаемому в экспериментах росту интенсивности ФЛ.

СР PbSe—PbS, так же как PbSe—PbTe и PbTe—PbS, давали на рентгеновских дифрактограммах рефлексы-сателлиты, обусловленные тем, что образцы представляли собой СР, а не твердые растворы. Островковый механизм роста исключал возможность образования упруго-деформированных слоев СР. Отсутствие дислокаций несоответствия и наличие «муаровых полос» на электронно-микроскопических изображениях образцов свидетельствовали об отсутствии напряжений [10].

На рис. 3 приведены спектры ФЛ СР PbSe—PbTe и PbTe—PbS. Видно, что линии ФЛ лежат выше значений E_g узкозонного полупроводника на 15–20 мэВ; в СР PbSe—PbTe разность E_g (PbTe)— E_g (PbSe) сравнительно мала, и в спектре ФЛ видна слабая линия, соответствующая излучению более широкозонного полупроводника. В этих случаях нет более определенных сведений о величине потенциальных барьеров на гетерограницах, и не проводилось сопоставления расчетов с экспериментальными данными, хотя достаточно яркая

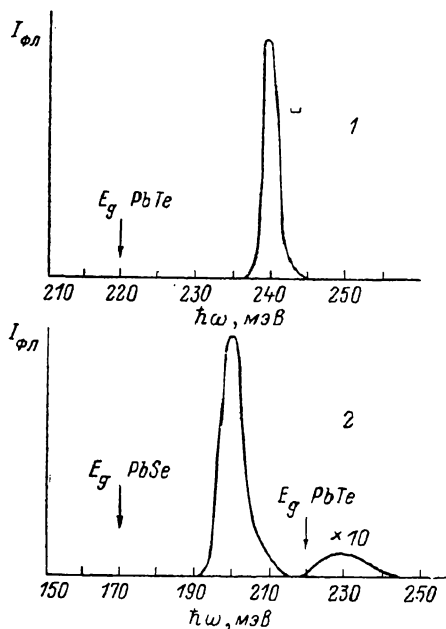


Рис. 3. Спектры ФЛ СР PbTe—PbS (вверху) и PbSe—PbTe (внизу).

Толщины всех слоев по 130 Å. $T=80$ К; $W_0 \cdot 10^{-4}$, Вт/см²:
1 — 2, 2 — 7.

ФЛ свидетельствует в пользу контравариантной зонной диаграммы, и наблюдаемые сдвиги в спектрах ФЛ того же порядка, что и теоретические оценки квантово-размерных эффектов.

Таким образом, впервые наблюдались квантово-размерные эффекты в ФЛ СР типа PbSe—PbS, PbSe—PbTe, PbTe—PbS; показано, что в случае СР PbSe—PbS экспериментальные данные согласуются с расчетами для модельного потенциала Кронига—Пенни с учетом анизотропии и непараболичности.

Список литературы

- [1] Колесников И. В., Сипатов А. Ю., Федоренко А. И., Юнович А. Э. // ЖЭТФ. 1988. Т. 95. В. 7. С. 239—246.
- [2] Колесников И. В., Сипатов А. Ю. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 954—959.
- [3] Золотов С. И., Ковалев А. Н., Парамонов В. И., Юнович А. Э. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 4. С. 616—620.
- [4] Ковалев А. Н., Парамонов В. И. // Электрон. техн. Материалы. 1986. № 4. С. 26—31.
- [5] Михайлов И. Ф., Савицкий Б. А., Сипатов А. Ю., Федоренко А. И., Шпаковская Л. П. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 4. С. 1166—1171.
- [6] Chu T. K., Agassi D., Martinez A. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 7. P. 419—421.
- [7] Preier H. // Appl. Phys. 1979. V. 20. P. 189—206.
- [8] Шик А. Я. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 14. С. 869—871.
- [9] Золотов С. И., Юнович А. Э. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 263—269.
- [10] Борисова С. С., Михайлов И. Ф., Шпаковская Л. П. // Кристаллография. 1986. Т. 31. В. 4. С. 651—655.