

Оптические свойства квазипериодических и аperiodических сверхрешеток PbS–CdS

© С.Ф. Мусихин, В.И. Ильин, О.В. Рабизо, Л.Г. Бакуева, Т.В. Юдинцева

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 февраля 1996 г. Принята к печати 28 февраля 1996 г.)

Исследованы спектры пропускания при комнатной температуре и температуре 77 К квазипериодических сверхрешеток Фибоначчи и аperiodических сверхрешеток Тью–Морса PbS–CdS, изготовленных методом импульсного лазерного напыления. Спектр оптических переходов неperiodических сверхрешеток значительно богаче, чем следует из расчета спектра периодических сверхрешеток. Это является следствием фрактальной структуры энергетического спектра неperiodических сверхрешеток. Экспериментально обнаружено самоподобие энергетического спектра решеток Тью–Морса.

1. Введение

В настоящее время появляется возможность создавать искусственные среды на основе слоистых структур из материалов, имеющих совершенно разные свойства. Особый интерес представляют слоистые структуры с квантово-размерными слоями. На основе таких квантово-размерных структур — сверхрешеток — возможно изготовление компонент электронной схмотехники, отличающихся новыми свойствами. Интересные свойства можно ожидать от структур, составленных из слоев сульфида свинца и сульфида кадмия. Сульфид свинца является фоточувствительным материалом с малой шириной запрещенной зоны ($E_g = 0.41$ эВ), большим значением статической диэлектрической проницаемости и с непараболической зоной проводимости. Сульфид кадмия — широкозонный полупроводник ($E_g = 2.4 \div 2.6$ эВ), обладающий фоточувствительностью и пьезоэлектрическими свойствами. Сочетание этих материалов в сверхрешетке может привести к созданию структуры, в которой будут тесно взаимодействовать неравновесные носители, возбужденные светом, и пьезоэлектрические возбуждения.

Работа посвящена изучению оптических спектров пропускания многослойных структур, состоящих из квантово-размерных слоев сульфида свинца и сульфида кадмия, образующих в совокупности сверхрешетку Фибоначчи и аperiodическую сверхрешетку Тью–Морса (Thue–Morse).

Квазипериодическая сверхрешетка Фибоначчи, выращенная по закону последовательности Фибоначчи, занимает промежуточное положение между периодическими и неупорядоченными средами. Некоторые особенности энергетического спектра таких структур уже изучались ранее на примере сверхрешеток Фибоначчи GaAs–GaAlAs [1].

Сверхрешетка Тью–Морса основана на последовательности, каждый член которой определяется следующим правилом $T_r = T_{r-1} + T_{r-1}^+$, где r — номер

элемента последовательности, а T_{r-1}^+ — дополнение члена T_{r-1} . Так, например, если имеются два структурных элемента последовательности Тью–Морса A и B , то дополнением элемента A является B ($A^+ = B$) и, наоборот, дополнение элемента B есть A ($B^+ = A$). В дополнении, состоящем из нескольких слоев, на месте элемента A стоит B и наоборот. Построенная по таким правилам сверхрешетка Тью–Морса никогда себя не повторяет. Несмотря на эту аperiodичность, она является еще самоподобной по своей природе [2].

2. Объект исследования

Изучаемые в данной работе сверхрешетки содержали два структурных элемента. Элемент A состоял из слоя сульфида свинца толщиной 20 \AA и слоя сульфида кадмия толщиной 10 \AA , элемент B — из слоя сульфида свинца толщиной 40 \AA и слоя сульфида кадмия толщиной 10 \AA . Из элементов A и B были созданы структуры $S^* = ABAVAABVAABVAABVA$ по закону последовательности чисел Фибоначчи и $T^* = ABBAABAABBAABAABBA$ по закону последовательности Тью–Морса. Структуры изготовлены методом импульсного лазерного напыления в вакууме [3].

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованы спектры оптического пропускания сверхрешеток T в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях при комнатной температуре и температуре жидкого азота. На всех спектрах, приведенных в данной работе, по оси ординат отложена в произвольных единицах величина $1 - T$, пропорциональная коэффициенту поглощения.

Как хорошо известно, между спектрами поглощения и функцией плотности состояний в сверхрешетках имеется однозначная связь [4,5]. В периодических сверхрешетках образуются минизоны, а в неperiodических — имеются уровни, общие для всей решетки, и

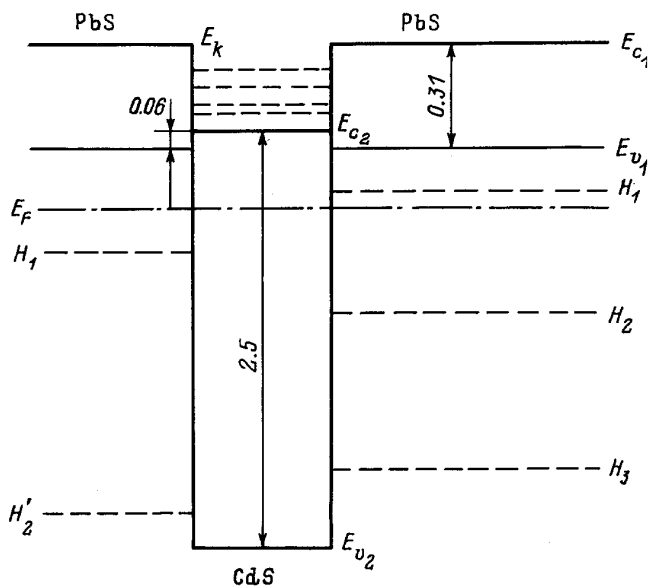


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма сверхрешетки CdS–PbS при 77 К. Цифрами указаны величины энергетических интервалов в эВ.

наряду с ними — энергетические уровни, связанные с локализованными состояниями в отдельных квантовых ямах и группах наиболее сильно связанных между собой ям. В результате появляется энергетический спектр, имеющий ступенчатый характер, с несколько размытым переходом от одной ступени к другой. Расчет уровней энергии электронов проведен в модели Кронига–Пенни для изолированных квантовых ям, отделенных барьерами. При расчете использовалась энергетическая диаграмма сверхрешетки PbS–CdS типа II с перекрывающимися энергетическими зонами проводимости CdS и валентной зоной PbS при комнатной температуре, уже использовавшаяся ранее [6]. Особенности энергетического спектра носителей проявляются в оптических спектрах и являются следствием внутризонных и межзонных переходов в сверхрешетках.

При температуре жидкого азота происходит изменение ширины запрещенных зон компонент сверхрешетки — ширина запрещенной зоны сульфида свинца уменьшается ($E_g = 0.31$ эВ), а сульфида кадмия — увеличивается ($E_g = 2.5$ эВ). Если, например, предположить, что разрыв валентных зон компонент сверхрешетки остается постоянным ($\Delta E_v = \text{const}$),¹ то тогда снимается частичное перекрытие разрешенных зон компонент сверхрешетки и запрещенные зоны перекрываются (рис. 1).

Расчеты показывают, что в квантовой яме, образованной зоной проводимости сульфида кадмия, расположен один квантовый уровень $E_1 = 0.257$ эВ,

¹ Валентные зоны, как более глубокие, должны быть менее подвержены изменениям, вызванным изменениями температуры.

не занятый электронами. При 77 К в зависимости от ширины барьера сульфида свинца толщиной 20 или 40 Å в квантовой яме сульфида кадмия имеются четыре близко лежащих квантовых уровня в интервале энергий 0.171 ÷ 0.183 эВ. В квантовых ямах для дырок, образованных слоями сульфида свинца, располагаются от пяти до десяти квантовых уровней в валентной зоне для слоев сульфида свинца толщиной 20 и 40 Å соответственно.

Исследования эффекта Холла на пленках образцов-спутников дали такие значения концентрации, что при данном уровне легирования компонент сверхрешетки уровень Ферми расположен ниже потолка валентной зоны сульфида свинца. При этом первый уровень H_1 в квантовой яме слоя сульфида свинца шириной 40 Å свободен. Тогда в исследуемых сверхрешетках возможны как межзонные переходы между свободными электронными уровнями в зоне проводимости сульфида кадмия и заполненными уровнями в валентных зонах сульфида свинца, так и внутризонные переходы между первым незаполненным уровнем в валентной зоне слоя сульфида свинца толщиной 40 Å и более глубокими заполненными уровнями в валентных зонах сульфида свинца. В табл. 1 приведены расчетные и экспериментальные данные о возможных энергетических переходах в сверхрешетках.

На рис. 2–4 представлены оптические спектры сверхрешеток Фибоначчи и Тью–Морса при комнатной температуре и температуре жидкого азота в инфракрасной области спектра на подложках из фтористого бария и стекла. В инфракрасной области спектра пропускания подложек ВаF₂ при температуре 77 К появляется пик поглощения, затрудняющий анализ спектров пропускания сверхрешеток. Поэтому были изготовлены сверхрешетки на стекле и исследованы в той же области спектра, что и сверхрешетки на подложке ВаF₂. Во всех структурах на фоне спектра пропускания подложки появляется ступенчатая структура, отражающая особенности сверхрешетки и отсутствующая в спектре подложек. Характерно, что спектр сверхрешеток Фибоначчи является ступенчатым, тогда как спектры сверхрешеток Тью–Морса обнаруживают наряду со ступеньками пики поглощения (см., например, рис. 2, энергии 0.389 и 0.434 эВ). На рисунках цифрами обозначены переходы, номера которых совпадают с номерами переходов в таблицах.

Спектры для решеток, изготовленных на подложках из ВаF₂ (рис. 2), имеют ярко выраженный ступенчатый характер. Наибольшее число ступенек наблюдается в спектрах сверхрешеток Тью–Морса при комнатной температуре. Спектр, полученный в эксперименте, обнаруживает значительно большее количество ступенек для сверхрешеток Тью–Морса, чем это следует из расчета для отдельных квантовых ям (см. табл. 1). Полученные результаты согласуются

Таблица 1. Расчетные и экспериментальные данные для энергетических переходов в сверхрешетках в инфракрасной области спектра

N перехода	Тип перехода	Энергия перехода, эВ			Температура эксперимента, К
		Расчет	Эксперимент на сверхрешетках (подложка BaF ₂)		
			Фибоначчи	Тью-Морса	
1	$H'_1 - H_1$	0.148	0.150–0.236	0.144–0.164	300
2	$H_2 - H_1$	0.206	0.150–0.236	0.198–0.216	300
3	$H_3 - H_1$	0.438	0.423–0.439	0.440	300
4	$H'_1 - E_1$	0.476	0.445–0.487	0.459–0.473	300
1'	$H'_1 - H_1$	0.141	0.139–0.155	0.144–0.164	77
2'	$H'_1 - E_1$	0.486	0.478–0.483	0.482–0.496	77

Примечание. H_k — квантовые уровни в валентной зоне слоя PbS толщиной 40 Å, H'_k — то же в слое толщиной 20 Å, E_1 — квантовый уровень в зоне проводимости CdS.

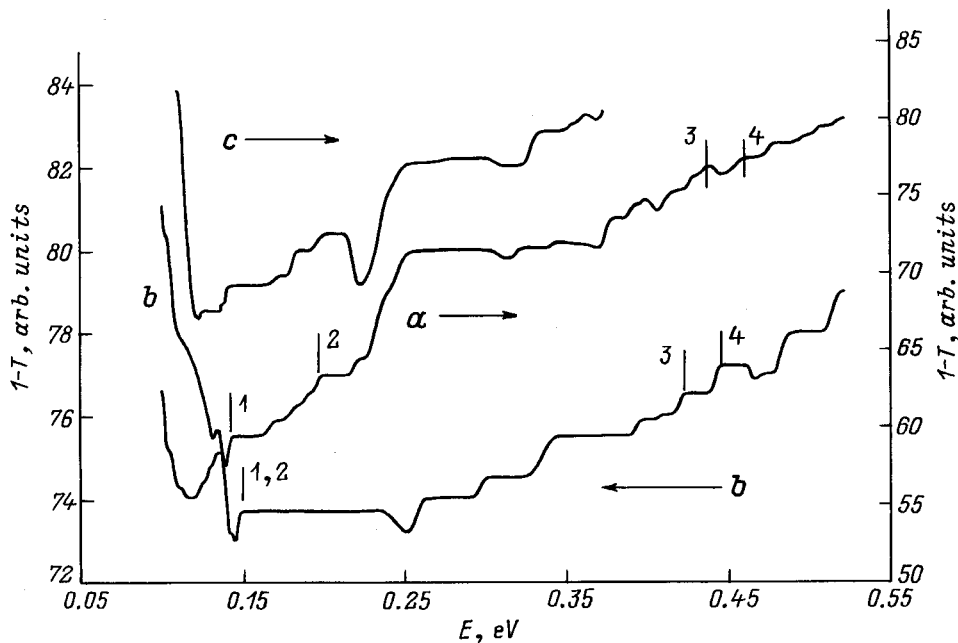


Рис. 2. Спектры поглощения в инфракрасной области для сверхрешеток, полученных на подложке BaF₂: *a* — для сверхрешетки Тью-Морса при 300 К, *b* — для сверхрешетки Фибоначчи при 300 К, *c* — для сверхрешетки Тью-Морса при 77 К. Номера переходов, обозначенных на спектрах, соответствуют номерам переходов в табл. 1.

с недавними теоретическими исследованиями электронных спектров сверхрешеток Тью-Морса [2,7,8], которые показали, что в данном виде аperiodических сверхрешеток спектры содержат большее количество энергетических ступенек по сравнению с периодическими и квазипериодическими. Причем, как уже отмечалось выше, несмотря на изменение вида спектра, в сверхрешетках Тью-Морса элементы самоподобия или фрагментарности сохраняются. Последнее состоит в том, что между двумя широкими ступенями в спектрах поглощения наблюдаются две более узкие ступеньки [7].

Ярким примером самоподобия является спектр поглощения сверхрешетки Фибоначчи на подлож-

ке из фтористого бария, который приведен на рис. 2. В спектре наблюдаются три широких ступени в диапазонах энергий 0.150÷0.240, 0.340÷0.395, 0.445÷0.480 эВ. Между ними размещаются по две более узкие ступени 0.265–0.295 и 0.300–0.327 эВ, 0.400–0.410 и 0.423–0.440 эВ, 0.487–0.510 эВ, и т.д. Такое расположение ступеней в спектре указывает на самоподобие энергетического спектра и подтверждает факт получения сверхрешетки Фибоначчи.

Спектр сверхрешетки Тью-Морса при комнатной температуре (рис. 2) практически полностью состоит из энергетических ступеней. Элементы самоподобия можно выявить в области низких энергий в диапазо-

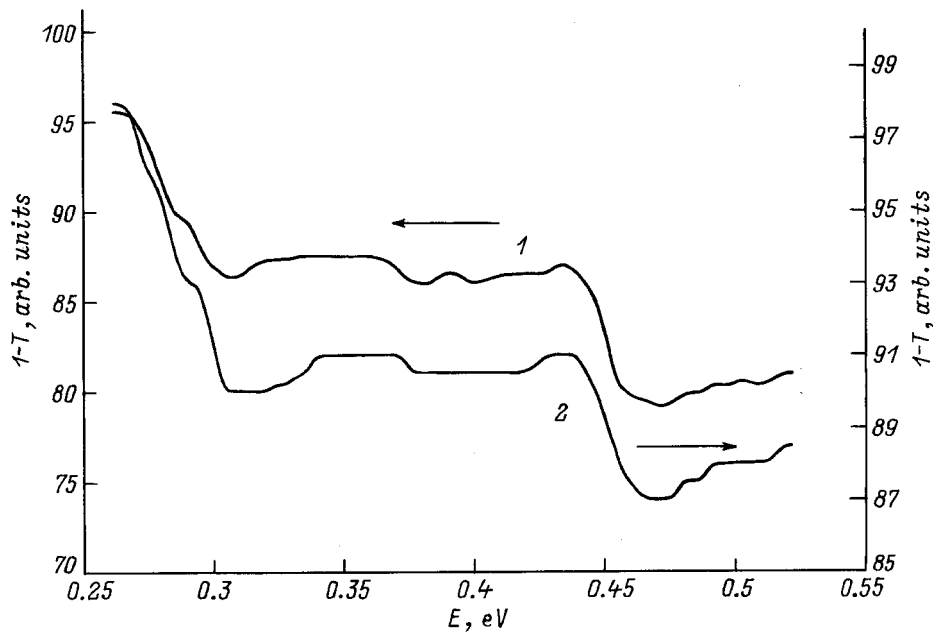


Рис. 3. Спектры поглощения при 300 К в инфракрасной области для сверхрешеток, полученных на стеклянной подложке: 1 — сверхрешетка Тью-Морса, 2 — сверхрешетка Фибоначчи.

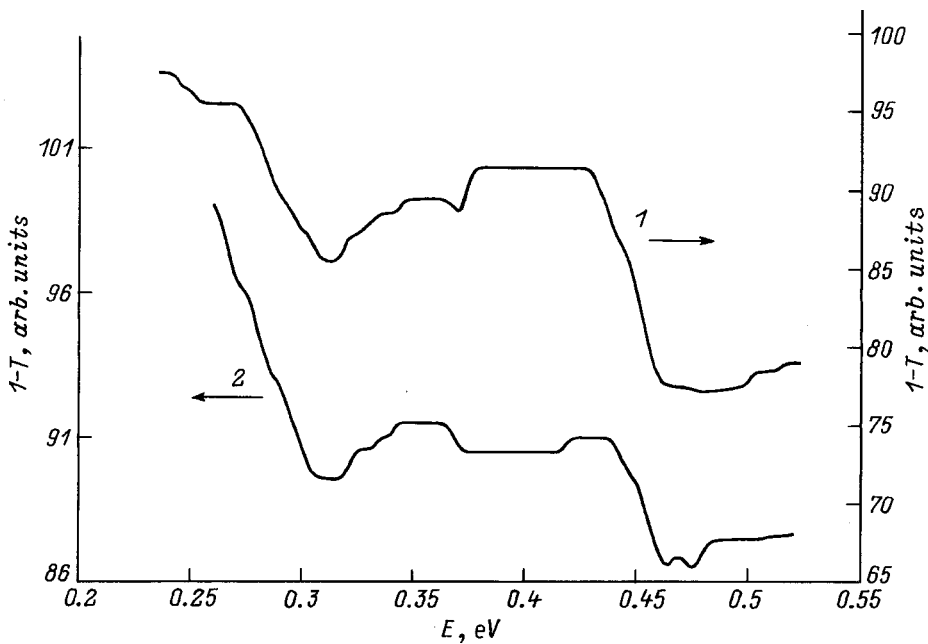


Рис. 4. Спектры поглощения при 77 К в инфракрасной области для сверхрешеток, полученных на стеклянной подложке: 1 — сверхрешетка Тью-Морса, 2 — сверхрешетка Фибоначчи.

не $0.107 \div 0.250$ эВ. Так, например, между широкими ступеней $0.144 \div 0.164$, $0.205 \div 0.220$ и $0.255 \div 0.280$ эВ располагаются несколько узких ступеней. Такая закономерность спектра сохранилась при температуре жидкого азота при некотором сдвиге широких ступеней по энергиям. В области более высоких энергий инфракрасного диапазона $0.280 \div 0.500$ эВ спектр при комнатной температуре представляет последовательность ступеней примерно одинаковой ширины.

На рис. 3,4 приведены спектры поглощения в инфракрасной области для сверхрешеток, полученных на стеклянной подложке. На фоне спектра пропускания подложек в спектрах сверхрешеток наблюдается ряд особенностей, принадлежащих выращенным структурам. Энергетическое положение большинства ступеней для сверхрешеток на подложках из ВаF₂ и стекла практически совпадает. Действительно, спектры сверхрешеток Фибоначчи на стекле также име-

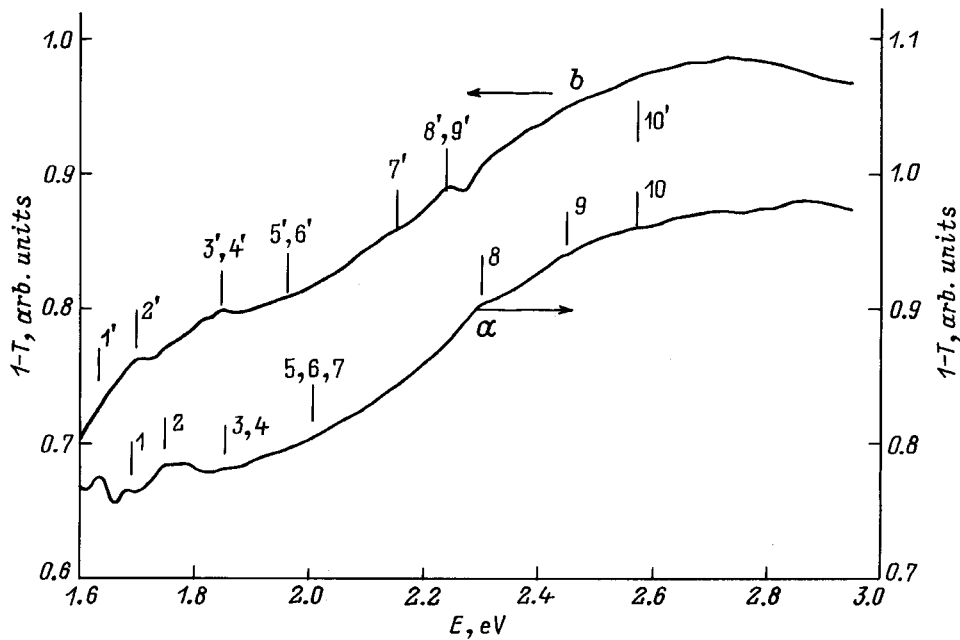


Рис. 5. Спектры поглощения в ультрафиолетовой области спектра сверхрешеток Тью-Морса, полученных на стеклянной подложке: *a* — при 300 К, *b* — при 77 К. Номера переходов, обозначенные на спектрах, соответствуют номерам переходов в табл. 2.

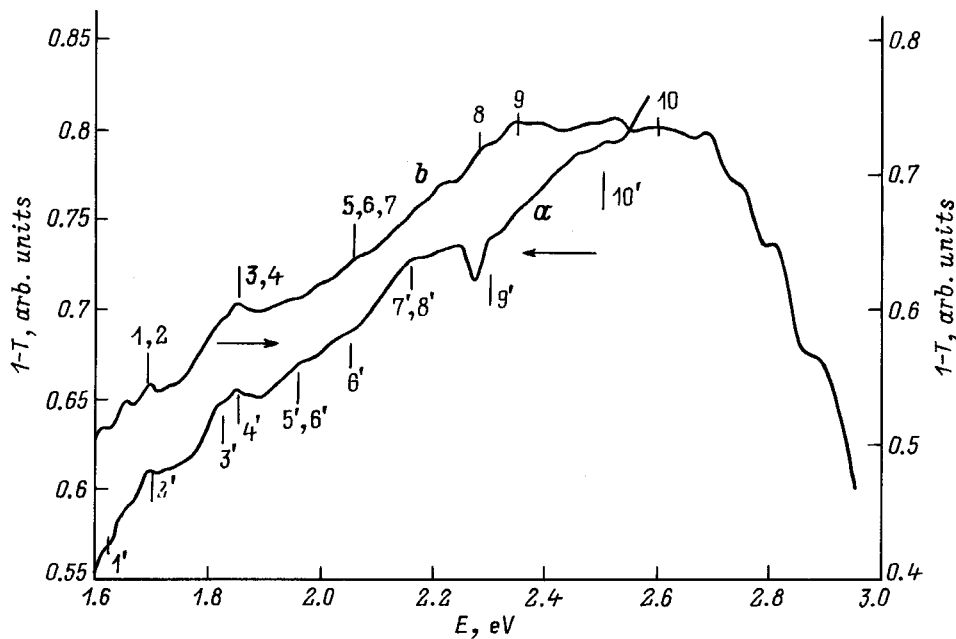


Рис. 6. Спектры поглощения в ультрафиолетовой области для сверхрешеток Фибоначчи, полученных на стеклянной подложке: *a* — при 300 К, *b* — при 77 К. Номера переходов, обозначенные на спектрах, соответствуют номерам переходов в табл. 2.

ют ступенчатый характер. Понижение температуры не изменяет общий вид спектра. Рассматриваемая часть спектра структуры на стеклянной подложке является фрагментом спектра структуры, выращенной на подложке BaF_2 , общие черты обоих спектров хорошо согласуются. Так, например, наблюдаются ступени в области энергий $0.340 \div 0.370$, $0.429 \div 0.440$,

$0.493 \div 0.521$ эВ. Исключение составляет ступень $0.269 \div 0.300$ эВ, которая для структуры, выращенной на стеклянной подложке, расщепляется на две узкие ступеньки.

В спектрах, измеренных при комнатной температуре, для сверхрешеток Тью-Морса, выращенных на стеклянной подложке, наблюдаются особенности

Таблица 2. Расчетные и экспериментальные данные для энергетических переходов в сверхрешетках в видимой и ультрафиолетовой областях спектра

N перехода	Тип перехода	Энергия перехода, эВ		
		Расчет	Эксперимент на сверхрешетках (подложка ВаF ₂)	
			Фибоначчи	Тью–Морса
1	H_8-H_1	1.72	1.68	1.70–1.75
2	H_7-E_1	1.79	1.75–1.80	1.70–1.75
3	H_4-E_1	1.84	1.86–1.89	1.85
4	H_9-E_1	1.92	1.86–1.89	1.85
5	H_9-H_1	1.99	2.02	2.06
6	H_5-H_1	2.01	2.02	2.06
7	H_8-E_1	2.05	2.02	2.06
8	$H_{10}-H_1$	2.25	2.30	2.28–2.32
9	H_5-E_1	2.34	2.43	2.34–2.41
10	$H_{10}-E_1$	2.58	2.58	2.58
1'	H_8-H_1	1.62	1.62	1.62
2'	H_7-E	1.71–1.83	1.70–1.73	1.70
3'	H_9-H_1	1.87	1.86	1.83
4'	H_4-E	1.76–1.88	1.86	1.85
5'	H_8-E	1.96–2.08	1.97	1.97–2.00
6'	H_5-H_1	2.00	1.97	1.97–2.00
7'	$H_{10}-H_1$	2.12	2.13	2.16–2.24
8'	H_9-E	2.15–2.27	2.24	2.16–2.24
9'	H_5-E	2.24–2.27	2.24	2.30
10'	$H_{10}-E$	2.58	2.58	2.50–2.53

Примечание. Переходы 1–10 наблюдались при 300 К, переходы 1'–10' — при 77 К.

как в виде ступенек, так и в виде пиков поглощения. Однако число таких особенностей значительно меньше, чем в аналогичном спектре структуры на подложке ВаF₂. Исключение составляет интервал энергий 0.475÷0.525 эВ, где расположение ступеней для обоих типов подложек практически совпадает. Пик поглощения при энергии 0.390 эВ, обнаруженный в структурах как на стеклянной, так и на подложке ВаF₂, можно объяснить, если предположить, что в сверхрешетке имеется общий энергетический уровень, расположенный на 0.501 эВ ниже потолка валентной зоны сульфида свинца. Пик поглощения в области энергий 0.434 эВ связан с внутризонным переходом H_3-H_1 в валентной зоне слоя сульфида свинца толщиной 40 Å. При 77 К в спектрах сверхрешетки Тью–Морса наблюдается длинноволновый "хвост" поглощения 0.230÷0.250 эВ, отражающий самоподобие данной структуры. Элементы самоподобия можно также рассмотреть в спектрах в области энергий 0.330÷0.350 эВ. Так, между двух широких ступеней 0.313÷0.327, 0.348÷0.374 эВ располагаются две узкие ступеньки при 0.322 и 0.338 эВ. Аналогичная картина при 77 К имеет место в этом интервале энергий и для сверхрешеток Фибоначчи.

Спектры поглощения сверхрешеток, изготовленных на ВаF₂, в видимой и ультрафиолетовой областях спектра представлены на рис. 5, 6. Как и в ин-

фракрасной области, в спектрах наблюдается ряд особенностей (ступени, пики поглощения) на фоне спектра поглощения подложек. Эти особенности обусловлены переходом электронов с глубоких уровней в квантовых ямах сульфида свинца на пустые уровни в зоне проводимости CdS и на незаполненный уровень в валентной зоне PbS в квантовой яме толщиной 40 Å. Наличие в спектрах пика поглощения при энергии 1.83 эВ связано с переходом типа $L^6-L_3^{6'}$ в сульфиде свинца.

В табл. 2 сведены расчетные и экспериментальные данные для энергетических переходов в сверхрешетках в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Расчет проводился в приближении двух квантовых ям. Как видно из приведенных данных, наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента.

Заключение

Таким образом, методом лазерного напыления в вакууме изготовлены на подложках из фтористого бария и стекла два типа структур — квазипериодические сверхрешетки, построенные по закону последовательности Фибоначчи, и аperiodические, построенные по закону последовательности Тью–Морса. Совпадение положения ступеней на ориентирующей (ВаF₂) и на неориентирующей аморфной (стекло)

подложках свидетельствует о том, что тип подложки не оказывает решающего влияния на рост квантово-размерных структур, изготавливаемых методом импульсного лазерного испарения.

Исследование оптических спектров пропускания изготовленных структур в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра показало, что спектры имеют ряд особенностей (ступени, пики поглощения), что, как известно [4,5], указывает на ступенчатый характер функции плотности состояний. Это позволило отождествлять полученные структуры как сверхрешетки. Исследования показали, что спектр сверхрешеток Фибоначчи, обладает эффектом самоподобия, присущим квазипериодическим структурам [1].

Впервые обнаружено, что элементы самоподобия присутствуют и в спектрах периодических структур, изготовленных по закону последовательности Тью–Морса, что подтверждает проведенные недавно теоретические исследования [1,2].

Проведенный расчет энергетических уровней сверхрешетки в модели Кронига–Пенни для изолированных квантовых ям дает хорошее согласие теории и эксперимента. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что изготовленные структуры являются квазипериодическими сверхрешетками Фибоначчи и аперриодическими сверхрешетками Тью–Морса.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по грантам 94-02-05886 и 96-02-17200, а также Международной программы Дж. Сороса по образованию в области точных наук (ISSEP) по гранту 1027P.

Список литературы

- [1] D. Munzar, L. Vosaek, J. Humlicek, K. Ploog. *J. Phys. C*, **6**, 4107 (1994).
- [2] D. Huang, G. Gumbs, M. Kolar. *Phys. Rev. B*, **46**, 11 479 (1992).
- [3] Л.Г. Бакуева, В.И. Ильин, С.Ф. Мусихин, Л.В. Шаронова. *ФТП*, **27**, 1868 (1993).
- [4] М. Херман. *Полупроводниковые сверхрешетки* (М., Мир, 1989).
- [5] А.Я. Шик. *Двумерные электронные системы*. (СПб, СПбГТУ, 1993).
- [6] S.F. Musikhin, L.G. Bakueva, V.I. Il'in, O.V. Rabizo, L.V. Sharonova. *Superlat. Microstr.*, **15**, 495 (1994).
- [7] D. Barache, J.M. Luck. *Phys. Rev. B*, **49**, 15 004 (1994).
- [8] Q. Niu, F. Nori. *Phys. Rev. B*, **42**, 10 329 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Optical properties of PbS–CdS quasiperiodical and nonperiodical superlattices

S.F. Musikhin, V.I. Il'in, O.V. Rabizo, L.G. Bakueva, T.V. Yudincheva

State Technical University,
195251 St.-Petersburg, Russia

Abstract A study has been made of transparent optical spectra of PbS–CdS quasiperiodical Fibonacci and nonperiodical Thue–Morse superlattices prepared by the pulse laser evaporation. The nonperiodical superlattice spectrum of optical transitions is richer than the calculated periodical superlattice spectrum. This is a consequence of the fractal energy spectrum structure of the nonperiodical superlattice. The energy spectrum selfsimilarity of the Thue–Morse superlattice has been observed experimentally displayed.

E-mail: smus@phsc1.stu.neva.ru