

ПРОЯВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ИНТЕРФЕЙСА В СПЕКТРАХ ОТРАЖЕНИЯ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА ТИП I—ТИП II

© В.П.Кочерешко, Г.Л.Сандлер, В.Ю.Давыдов, Р.А.Сурис,
М.В.Белосов*, П.Лаваллар**, Р.Планель***

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

** Groupe de Physique des Solides-UA17 CNRS-Universites, Paris 7, France

*** Centre National de la Recherche Scientifique, F-92220 Bagneux, France

(Поступила в Редакцию 26 декабря 1995 г.)

В короткопериодных сверхрешетках GaAs/AlAs обнаружена и исследована многокомпонентная структура контура экситонного отражения, связанная с проявлением крупномасштабных монослойных флуктуаций периода сверхрешетки. Прослежена эволюция спектров отражения и фотолюминесценции при изменении периода сверхрешетки от целого числа монослоев N до следующего целого числа монослоев $N+1$. Показано, что интенсивность и форма контура экситонной фотолюминесценции в отличие от спектра отражения определяются динамикой заполнения локализованных состояний.

1. Получение и исследование полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и сверхрешетками (СР) стало возможным главным образом благодаря развитию метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). В отличие от других методов выращивания гетероструктур, таких как жидкофазная эпитаксия и газофазная эпитаксия, метод МПЭ позволяет реализовать двумерный послойный рост структуры, т.е. рост следующего атомного слоя начинается только после завершения предыдущего. Такой режим двумерного роста требует тщательного контроля параметров роста: температуры подложки, потоков компонент и т.п. Для правильного выбора этих параметров необходима характеристика монослойных флуктуаций интерфейса полученных образцов. До сих пор для этих целей пользовались методом фотолюминесценции (ФЛ) как одним из наиболее простых и доступных [1,2]. Этим методом было установлено, что остановка потоков Ga или Al на десяток секунд приводит к сглаживанию неровностей интерфейса. Образцы, выращенные с остановками роста, показывают заметно меньшую ширину линий ФЛ и поглощения. В таких образцах была обнаружена двухпиковая структура линии ФЛ, соответствующая двум ширинам квантовой ямы, отличающимся на один монослой [3].

В [4] было показано, что прерывание роста приводит к сглаживанию только верхнего интерфейса (AlAs на GaAs). По этим данным, латеральные размеры островков в образцах, выращенных с прерываниями роста, составляют $\sim 200 \text{ \AA}$. При этом нижний интерфейс остается псевдогладким со ступеньками длиной $\sim 40 \text{ \AA}$. Позднее было показано, что атомные несовершенства с размерами, меньшими, чем можно наблюдать в оптическом эксперименте, также присутствуют в образцах [5]. В [6,7] методом комбинационного рассеяния света (КРС) показано, что эти мелкомасштабные флуктуации сосредоточены преимущественно на нижнем интерфейсе. Мелкомасштабная структура интерфейса проявлялась также и в спектральном положении линии ФЛ для структур, выращенных при разных температурах подложки.

Однако, несмотря на ряд достоинств, спектры ФЛ не позволяют получать информацию о плотности локализованных состояний в несовершенных гетероструктурах. Относительная интенсивность пиков ФЛ определяется конкуренцией между излучательной рекомбинацией экситона на данной террасе и уходом в энергетически более глубокие участки квантовой ямы [8] и не отражает реальной плотности состояний. В то же время спектры отражения не чувствительны к релаксации состояний и дают более прямой способ измерения плотности состояний.

В данной работе исследованы спектры резонансного экситонного отражения от короткопериодных СР GaAs/AlAs при плавном изменении периода на один монослой в области перехода тип I–тип II.

2. Для того чтобы детально проследить зависимость спектров отражения, ФЛ и комбинационного рассеяния от периода СР, были изготовлены образцы СР с градиентом периода вдоль образца [9]. Исследованные структуры были выращены методом МПЭ на подложках GaAs с ориентацией (100) при температуре подложки 600°C . Благодаря неаксиальному расположению источников Ga и Al и отсутствию вращения подложки создавались градиенты толщин слоев GaAs и AlAs, причем градиент толщины слоя GaAs был заметно больше градиента толщины слоя AlAs. Таким способом были получены образцы короткопериодных СР GaAs/AlAs с периодом, изменяющимся от 28 до 38 \AA , представляющие собой прямоугольные пластинки шириной около 3 mm и длиной 25 mm с градиентом периода СР вдоль длинной стороны пластинки.

3. Для того чтобы точно измерить толщины слоев GaAs и AlAs и установить соответствие периода СР с точкой на поверхности образца, мы воспользовались методом КРС на акустических и оптических фонах. Результаты этих измерений представлены на рис. 1. Спектры КРС измерялись при комнатной температуре в шести точках образца, находящихся на расстоянии $x = 1, 5, 10, 15, 20, 25 \text{ mm}$ от «толстого» конца образца.

На рис. 1, а в логарифмическом масштабе показаны фрагменты спектра КРС, измеренного в точке с координатой $x = 5 \text{ mm}$. Дублет, отмеченный индексами (1^- , 1^+), обусловлен рассеянием на LA-фонах, индуцированным СР. Его положение однозначно связано с периодом СР [6]. На рис. 1, б слева показаны частоты LA-дублета в зависимости от координаты точки на образце. В правой части этого рисунка приведены величины периода СР в зависимости от координаты точки.

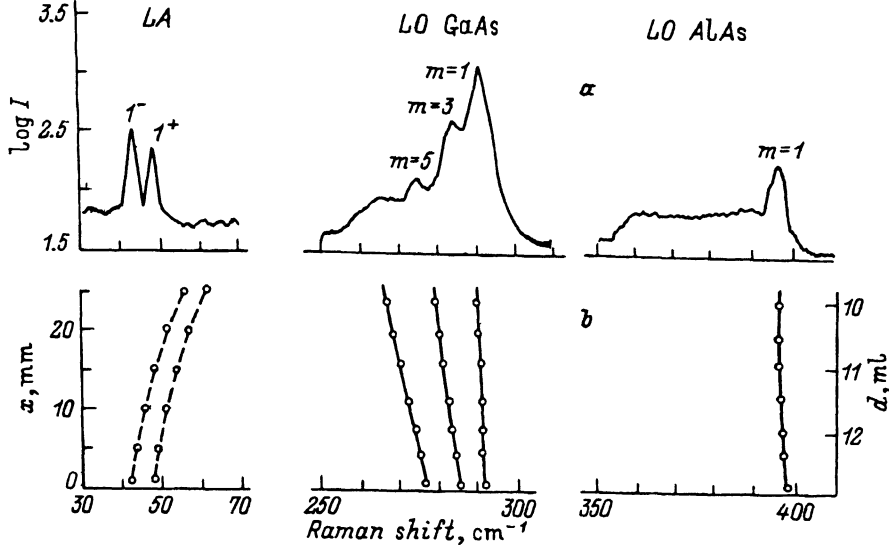


Рис. 1. а) Спектры КРС ($\lambda_{\text{ex}} = 488 \text{ nm}$) при $T = 300 \text{ K}$ в геометрии $z(x'x')\bar{z}$ исследованной сверхрешетки в точке с координатой 5 mm на акустических LA- и оптических LO-фононах в GaAs и AlAs. б) Частоты линий КРС в зависимости от x -координаты точки образца.

Точки — эксперимент, сплошные кривые — расчет, штриховая линия проведена на глаз. Оси ординат в правой части показывают изменения периода СР (d) вдоль образца, найденные по данным КРС.

В области частот оптических колебаний GaAs видны три линии, соответствующие нечетным ($m = 1, 3, 5$) модам слоя GaAs, и полоса (с максимумом на частоте 265 cm^{-1}), индуцированная разупорядочением гетерограниц. В области частот оптических фононов AlAs наблюдаются только одна ($m = 1$) LO-мода слоя AlAs и широкая полоса, индуцированная разупорядочением гетерограниц.

Сдвиги частот слоевых мод относительно LO-моды объемного кристалла зависят от толщины слоя и номера моды (числа полувольт в слое). Однако в отличие от акустических мод положение оптических мод в СР зависит также и от размытия гетерограниц [10]. Простой критерий оценки резкости гетерограниц СР по данным КРС был предложен в [6]. В соответствии с этим критерием при идеально резких гетерограницах разности частот оптических мод с номерами 3, 1 и 2, 1 относятся как три к одному (т.е. параметр $g = (\omega_3 - \omega_1)/(\omega_2 - \omega_1) = 3$). Размытие гетерограниц приводит к уменьшению параметра g . В нашем случае величина g равнялась примерно 2.1–2.5, что говорит о заметном размытии гетерограниц.

Для количественной оценки толщины слоев и размытия гетерограниц использовалась модель [10]. В этой модели распределение плотности атомов Ga и Al вблизи гетерограницы описывается функцией ошибок, ширина которой W (в долях монослоя) имеет смысл толщины гетерограницы. При анализе наших данных мы считали толщины гетерограниц одинаковыми по всему образцу, причем оптимальным оказалось значение $W = 1.3 \text{ ml}$ (монослоя). Результаты расчета частот трех мод слоя GaAs и одной моды слоя AlAs для $W = 1.3 \text{ ml}$ показаны

на рис. 1, b сплошными кривыми и, как видно, хорошо согласуются с экспериментом для всех точек образца.

Таким образом, из данных КРС следует, что период исследованной градиентной СР меняется на длине образца от 13 до 10 монослоев, при этом толщина слоя GaAs уменьшается от 9.5 до 6.2 ml, а толщина слоя AlAs практически не меняется и остается в пределах 3.5–3.7 ml. При этом среднее размытие гетерограницы GaAs/AlAs составляет 1.3 ml (толщина одного монослоя составляет 2.8 Å).

Расчет мини-зонной структуры СР в модели Кроунига–Пенни с параметрами [11] и толщинами слоев, определенными из спектров КРС показал, что посередине образца в точке, отмеченной как 12.5 mm, имеет место переход от СР типа I к СР типа II в результате пересечения дна мини-зоны, образованной из состояний Γ долины AlAs и GaAs, с дном мини-зоны, образованной из состояний X_1 и X_3 GaAs и AlAs. Действительно, изменение характера спектров отражения и ФЛ при смещении исследуемой точки вдоль образца показывает, что в области, отмеченной на образце как 10 mm и простирающейся до 15 mm, происходит переход от СР типа I к СР типа II. Причем край образца, отмеченный как 0 mm, соответствует СР типа I, а край образца 25 mm — СР типа II (рис. 1).

4. В спектрах ФЛ исследованных СР доминирует интенсивная линия связанная с экситонной рекомбинацией электрона из нижней мини-зоны (e_1) и тяжелой дырки из первой подзоны размерного квантования (hh_1). С длинноволновой стороны от этой линии наблюдалась пара линий с заметно меньшей интенсивностью. Эти линии соответствуют LO-фононным повторениям основной линии ФЛ с фононами из GaAs (26.6 meV) и AlAs (36.8 meV). Причем для спектров ФЛ, снятых в СР типа II, интенсивность фононных повторений заметно выше, чем в СР типа I, где фононные повторения практически отсутствуют. Это отражает значительный рост времени жизни электронов и дырок при переходе от СР типа I к непрямой СР типа II, который может составлять 2–3 порядка [12]. При смещении возбуждающего пятна вдоль образца наблюдается коротковолновый сдвиг максимума ФЛ при практически постоянной интегральной интенсивности. Этот сдвиг отражает сдвиг дна электронной и дырочной мини-зон с уменьшением периода СР. Примерное постоянство интенсивности ФЛ при изменении времени жизни носителей на несколько порядков в области перехода тип I–тип II говорит об отсутствии безызлучательной рекомбинации носителей в наших образцах при гелиевой температуре.

Особенно заметные изменения при переходе тип I–тип II наблюдаются в спектрах отражения. На рис. 2 представлен набор спектров отражения образца с градиентом периода снятых в p -поляризации падающего света при углах падения φ , близких к углу Брюстера ($\varphi = 73^\circ$, $\varphi_{Br} = 74.5^\circ$), при $T = 1.6$ K [13] для разных величин периода СР. В первую очередь обращает на себя внимание общий характер изменения амплитуды этих спектров. Как известно, амплитуда контура экситонного отражения определяется отношением силы осциллятора экситонного перехода к затуханию экситона [14]. В СР типа I, вдали от точки перехода тип I–тип II, амплитуда контура экситонного отражения относительно велика, что отражает небольшую величину экситонного затухания в нашей структуре и относительно большую величину силы осциллятора экситона (кривая a на рис. 2). При приближении к

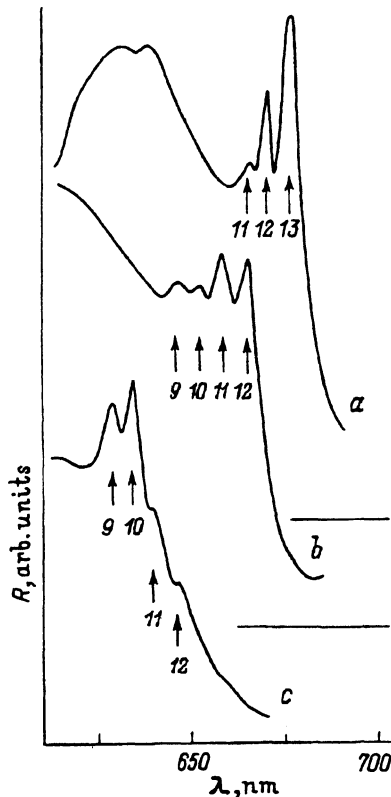


Рис. 2. Спектры наклонного отражения в p -поляризации падающего света при угле падения $\varphi = 73^\circ$ вблизи угла Брюстера ($\varphi_{Br} = 74.5^\circ$) при $T = 1.6$ К. a — в точке с координатой 2.5 мм (средняя толщина GaAs ≈ 9 нм), b — 7.5 мм (толщина GaAs ≈ 8.5 нм), c — 25 мм (толщина GaAs ≈ 7.5 нм). Стрелки показывают переходы, соответствующие периоду СР в $N = 9-13$ монослоев.

в точке перехода в СР типа II величина междолинного $\Gamma-X$ -смешивания электронных состояний заметно растет [15]. Это смешивание приводит к росту экситонного затухания при междолинном рассеянии и, следовательно, к падению амплитуды контура экситонного отражения (кривая b на рис. 2). Вдали от точки перехода в «глубоком» типе II, междолинное $\Gamma-X$ -смешивание уменьшается, вновь приводя к некоторому росту амплитуды контура экситонного отражения (кривая c на рис. 2).

В спектрах наклонного отражения исследованных СР GaAs/AlAs нам удалось наблюдать многокомпонентную структуру контура экситонного отражения и периодическое изменение этой структуры при изменении периода СР. Эта многокомпонентная структура связана с одновременным наблюдением экситонных резонансов, соответствующих экситонам, находящимся в пространственно различных участках исследуемой СР с периодом d , и отличающихся от него на плюс-минус один монослой: $d + 2.8 \text{ \AA}$, $d - 2.8 \text{ \AA}$ (пики 9-13 на рис. 2). По мере смещения исследуемой точки вдоль образца от точки 0 к точке 25 мм происходит смещение исследуемой структуры спектров отражения в коротковолновую сторону. Это смещение носит «скачкообразный» характер, т.е. помимо плавного смещения всей резонансной структу-

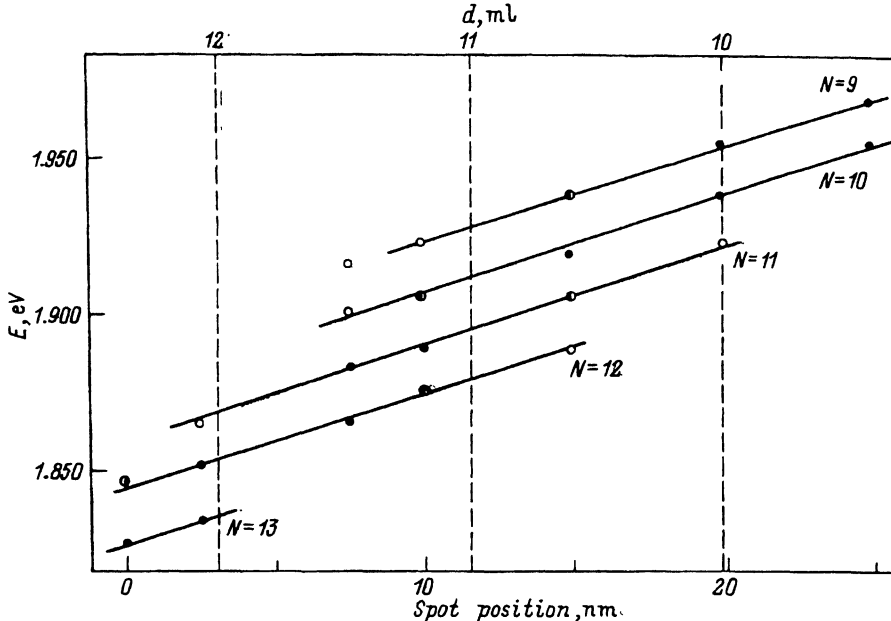


Рис. 3. Зависимость спектрального положения линии отражения от координаты точки на образце и сопоставление с периодом сверхрешетки.

Полностью закрашенные кружки — интенсивная линия, наполовину закрашенные кружки — слабая линия, незакрашенные кружки — очень слабая линия. Вертикальные штриховые линии соответствуют максимально возможному в данной структуре заполнению соответствующего монослоя.

ры в сторону больших энергий происходит гашение длинноволновых компонент и возникновение новых — коротковолновых сдвинутых на дискретную величину порядка 16 meV . На рис. 3 представлена зависимость энергетического положения этих экситонных резонансов от координаты точки на образце, а следовательно, и от периода СР. Видно, что по мере изменения периода СР наряду с плавным сдвигом имеет место «скачкообразный» сдвиг резонансных частот экситонов. Этот «скачкообразный» сдвиг происходит за счет периодического изменения амплитуд экситонного отражения, т.е. наблюдается возникновение, постепенное нарастание, спад и полное исчезновение максимумов отражения, соответствующих периоду СР в N монослоев, и возникновение нового контура отражения уже для $N+1$ монослоя с максимумом, сдвинутым в сторону больших энергий на $\sim 16 \text{ meV}$.

5. Энергетический сдвиг резонансных частот, очевидно, связан со сдвигом дна соответствующих мини-зон (первой электронной и дырочной) при изменении периода СР, и его суммарная величина очень хорошо согласуется с расчетом мини-зонной структуры в модели Кронига-Пенни. Скачкообразный характер сдвига резонансных частот, сопровождающийся изменением амплитуды контура экситонного отражения, мы связываем со скачкообразным изменением периода СР на монослои при заполнении интерфейса в процессе роста структуры. Градиентный образец, использованный нами, можно рассматривать как серию мгновенных фотографий, отражающих состояние последнего монослоя в момент смены состава пучка Ga на Al или наоборот. Предположим, что в одной части образца мы имеем полностью

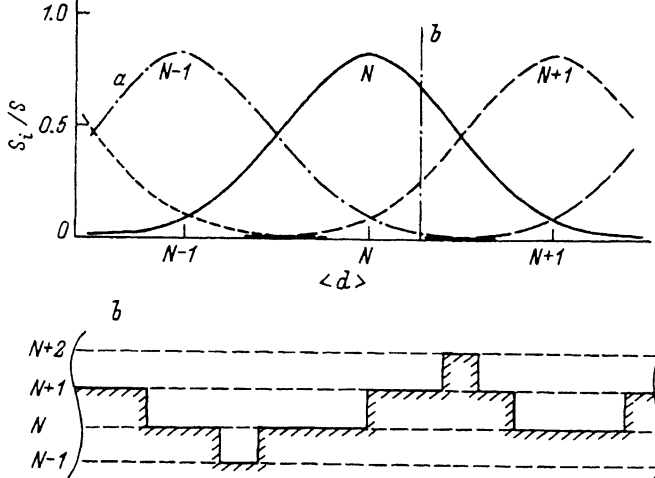


Рис. 4. а) Относительная площадь интерфейса S_i/S , занятая атомами данного сорта, находящимися в N слое ($N-1$, $N+1$) в зависимости от среднего периода структуры. б) Структура интерфейса в точке b .

заполненный атомами Ga слой GaAs, тогда в соседней части градиентного образца, соответствующей более поздней стадии роста, мы будем иметь частичное заполнение уже следующего моноатомного слоя. Степень заполнения интерфейса будет увеличиваться в сторону увеличения градиента толщины, и, наконец, в некоторой точке мы получим два полностью заполненных монослоя и т.д. Значит, в нашем градиентном образце степень заполнения атомных слоев, а следовательно, и доля полной площади, соответствующая данному числу монослоев в СР, периодически изменяется вдоль образца.

На рис. 4 представлена схема заполнения интерфейса атомами N , ($N-1$, $N+1$) и т.д. монослоев. Видно, что степень заполнения, или доля площади структуры, соответствующая данному числу монослоев, изменяется периодически вдоль структуры. Такое периодическое заполнение должно проявляться в спектрах отражения, так как доля площади структуры, участвующая в оптических процессах на данной частоте, также изменяется. Это и наблюдается в спектрах отражения. В идеализированном случае мы должны были бы наблюдать в спектре два контура отражения для двух периодов СР, отличающихся на толщину в один монослой. Однако благодаря тому, что даже на почти полностью заполненной плоскости имеют место многочисленные дефекты недозаполнения или перезаполнения [16], эта зависимость сглаживается (рис. 4), и мы наблюдали в спектрах отражения до четырех линий, соответствующих разной степени заполнения интерфейса атомами $N-2$, $N-1$, N , $N+1$ и т.д. монослоев (рис. 2). Интенсивности этих линий отражения пропорциональны площади соответствующих островков и изменяются периодически при изменении степени заполнения.

Расчет в модели Кронига-Пенни показал, что ширина электронной мини-зоны в нашей структуре составляет около 200 meV, что много больше сдвига дна мини-зоны при изменении периода на один монослой. Ширина дырочной мини-зоны составляет около 20 meV. Эта

величина того же порядка, что и сдвиг дна дырочной мини-зоны при монослойной флуктуации периода структуры. Таким образом, можно считать, что движение электрона носит квазитрехмерный характер в минизоне СР, в то время как дырка заперта в каждой отдельной яме.

Следует отметить, что положение дна мини-зоны для электронов и дырок в неидеальной СР определяется не только средней величиной периода, но зависит также и от латерального размера монослойных флуктуаций периода. Эта зависимость различна для электронов и дырок из-за различия их эффективных масс. Так, из-за эффективного усреднения флуктуирующего потенциала на размерах порядка боровского радиуса электроны не будут «чувствовать» флуктуации с размерами менее 200 \AA . В то же время для дырок этот критический размер составляет примерно 45 \AA . Для электронов эффективное усреднение флуктуаций будет происходить также благодаря трехмерному характеру их движения, при этом дырки будут «чувствовать» флуктуации в каждой квантовой яме. Это приводит к тому, что для электронов зависимость положения дна мини-зоны от размера островков будет заметно более плавной, чем для дырок.

Движение дырки в плоскости квантовой ямы со случайными монослойными флуктуациями ширины можно представить себе как движение в латеральной СР со случайно распределенными ширинами ям и барьеров. Высота барьеров такой латеральной СР равна изменению энергии размерного квантования носителей при изменении ширины квантовой ямы на один монослой. Период такой СР обычно задается технологией приготовления образца [17]. Мы провели модельный расчет положения уровня размерного квантования дырок и электронов

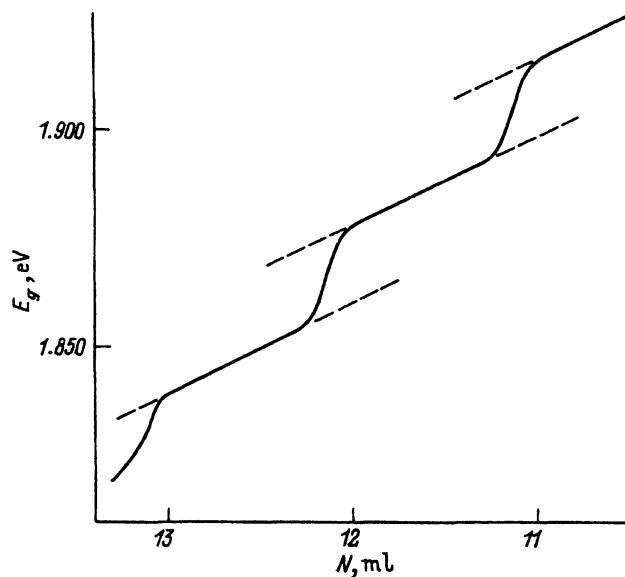


Рис. 5. Расчет эффективной ширины запрещенной зоны в сверхрешетке с латеральными флуктуациями ширины на один монослой.

Флуктуации ширины квантовой ямы рассматривались в модели регулярной латеральной сверхрешетки с постоянным периодом $d = 300 \text{ \AA}$ и переменной скважностью $L_b / (L_a + L_b)$, где L_a , L_b — ширина латеральной ямы и барьера соответственно, высота барьеров — 40 meV .

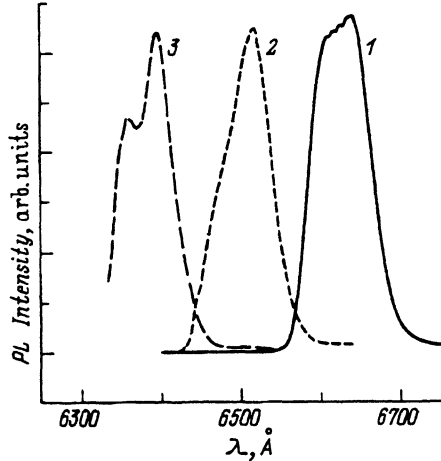


Рис. 6. Спектры фотолюминесценции исследованных сверхрешеток при $T = 1.6$ K (возбуждение HeNe (632.8 nm), интенсивность — 10 W/cm^2) в зависимости от координаты точки на образце. x (mm): 1 — 10, 2 — 17.5, 3 — 22.5.

в такой латеральной СР в зависимости от относительной ширины квантовых ям при постоянном периоде. Результаты расчета представлены на рис. 5. Видно, что на фоне монотонного (близкого к линейному) изменения ширины запрещенной зоны E_g , вызванного плавным сдвигом электронной мини-зоны, имеют место «скачки». Это скачкообразное изменение E_g происходит, когда латеральный размер монослойных флуктуаций составляет $30\text{--}60 \text{ \AA}$ за счет более резкого сдвига уровня размерного квантования дырок. В целом эта зависимость весьма схожа с экспериментально наблюдаемой (рис. 3). Однако использованная одномерная модель является слишком грубой для прямого сопоставления с экспериментом.

6. В заключение следует отметить, что спектры ФЛ гораздо менее чувствительны к латеральным размерам флуктуаций периода, чем спектры отражения. Так, положение максимума линии ФЛ определяется максимальной глубиной залегания уровня размерного квантования носителей во флуктуационной яме. Интенсивность линии ФЛ из такой ямы определяется процессами сбора носителей и пропорциональна длине диффузии носителей вдоль интерфейса, которая может оказаться гораздо (на порядок и более) больше размеров самой ямы. Поэтому положение максимума ФЛ не определяется средним периодом СР, а соответствует состоянию с наибольшей локализацией. Ширина линии ФЛ также не определяется амплитудой флуктуаций и может оказаться весьма малой даже для несовершенных образцов. При этом, очевидно, должен наблюдаться Стоксов сдвиг между максимумом ФЛ и спектром поглощения или отражения. Энергетический сдвиг для линии ФЛ при изменении периода СР также будет более плавным, чем сдвиг линии отражения. В спектрах ФЛ наших структур в отличие от спектров отражения мы не наблюдали ступенчатого изменения энергетического положения линии ФЛ при изменении периода структуры. На рис. 6 представлены спектры ФЛ исследованной структуры для трех значений периода СР. В этих спектрах отчетливо заметна ду-

блестная структура линии ФЛ при некоторых значениях периода СР, при которых размеры террас превышают длину диффузии носителей, т.е. при тех значениях среднего периода, которые соответствуют почти полному заполнению интерфейса. При частичном же заполнении интерфейса линия ФЛ вновь сужается.

7. Таким образом, в работе обнаружена тонкая структура контура экситонного отражения, состоящая из ряда узких пиков отражения, отстоящих друг от друга на величину $\sim 16 \text{ meV}$. Эта тонкая структура связана с отражением света от участков исследуемой СР, период которых отличается на величину одного моноатомного слоя. Прослежена эволюция спектра резонансного отражения от среднего периода СР. Обнаружен ступенчатый характер зависимости спектрального положения пиков экситонного отражения от периода СР. Этот ступенчатый характер отражает дискретность изменения периода СР на целое число монослоев. Показано, что интенсивность и форма контура экситонной ФЛ определяются заполнением локализованных состояний и не могут служить для измерения латерального размера монослойных флуктуаций интерфейса в гетероструктурах.

Данная работа получила частичную финансовую поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-06038-а и 93-02-3199), а также программы «Физика твердотельных наноструктур».

Список литературы

- [1] Weisbuch C., Dingle R., Gossard A.C., Weigmann W. *Solid State Commun.* **38**, 709 (1981).
- [2] Hermann M.A., Bimberg D., Christen J. *J. Appl. Phys.* **70**, 2, R1 (1991).
- [3] Deveaud B., Regreny A., Emery J.Y., Chomette A. *J. Appl. Phys.* **59**, 1633 (1986).
- [4] Tanaka M., Sakaki H. *J. Cryst. Growth* **81**, 153 (1987).
- [5] Ourmazd A., Taylor D.W., Cunnuigham J., Tu C.W. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 933 (1989).
- [6] Jusserand D., Cardona M. In: *Light Scattering in Solids V. Topics in Applied Physics.* Springer-Verlag (1989). V. 66.
- [7] Gammon D., Shanabrook B.V., Katzer D.S. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1547 (1991).
- [8] Fujiwara K., Kanamoto K., Tsukado N., Mijataka H., Koyoma H. *J. Appl. Phys.* **66**, 1488 (1989).
- [9] Maaref M., Charfi F.F., Scalbert D., Benoit a la Guillaume C., Planel R., le Roux G. *Solid State Commun.* **84**, 511 (1992).
- [10] Samson B., Dumelow T., Hamilton A.A., Parker T.J., Smith S.R.P., Tilley D.R., Foxon C.T., Hilton D., Moore K.J. *Phys. Rev.* **B46**, 2375 (1992).
- [11] Cohen R.M., Fang Z.M. *J. Appl. Phys.* **65**, 612 (1989).
- [12] Feldmann J., Sattmann R., Gobel E.O., Kuhl J., Hebling J., Ploog K., Muralidharan R., Dawson P., Foxon C.T. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1892 (1989).
- [13] Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Kop'ev P.S., Kosobukin V.A., Uraltsev I.N., Yakovlev D.R. *Solid State Commun.* **70**, 629 (1989).
- [14] Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Uraltsev I.N., Yakovlev D.R. *Phys. Stat. Sol. (b)* **161**, 217 (1990).
- [15] Aleiner I.N., Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Sandler G.L., Uraltsev I.N., Lavallard P., Planel R. *Superlatt. Microstruc.* **13**, 237 (1993).
- [16] Kaminskii A.Yu., Suris R.A. *Solid State Commun.* **89**, 609 (1994).
- [17] Petroff P.M., Gains J., Tsushiya M., Simes R., Coldren L., Kroemer H., English Jh., Gossard A.S. *J. Cryst. Growth* **95**, 260 (1989).