

Экситонные эффекты в фотопроводимости квантово-размерных структур $Ga_xIn_{1-x}As/InP$

© М.Ф. Панов, А.Н. Пихтин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 20 ноября 1996 г. Принята к печати 25 ноября 1996 г.)

Исследованы спектры фотопроводимости квантово-размерных структур, состоящих из 50 чередующихся слоев $Ga_xIn_{1-x}As$ ($x = 0.47$) толщиной $7 \div 12$ нм, образующих квантовые ямы, и InP -барьеров, толщиной $10 \div 15$ нм. В структурах высокого качества наблюдались характерные экситонные пики $11H$, $11L$, $13H$, $22H$, $22L$. Для $11H$ -экситона обнаружена сильная температурная зависимость, в то время как для остальных экситонов она не проявлялась. Это объясняется тем, что $11H$ -состояние экситона попадает в область запрещенных значений энергий для свободных носителей, в то время как остальные состояния являются резонансными и перекрываются со сплошным спектром. Найденная энергия температурной активации фотопроводимости 150 ± 30 мэВ существенно превышает энергию связи экситона и близка к глубине потенциальной ямы для электронов. Это показывает, что фоточувствительность обусловлена надбарьерным переносом носителей заряда, а туннельный перенос между ямами пренебрежимо мал.

Твердые растворы $Ga_xIn_{1-x}As$ с $x = 0.47$ по параметрам решетки близки к InP . Благодаря этому композиционные квантово-размерные структуры на их основе имеют большое значение для современной электроники и оптоэлектроники, а также представляют заметный интерес как модельные объекты для исследований [1].

Исследованные в настоящей работе структуры были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии и представляли собой классический образец композиционных нелегированных сверхрешеток со слабо связанными между собой квантовыми ямами (так называемые MQW-структуры). Толщина слоев $Ga_xIn_{1-x}As$, образующих ямы, составляла $7 \div 12$ нм, а толщина барьеров InP — $10 \div 15$ нм. Число слоев было около 50. Период структуры и ее качество контролировались рентгеновскими методами.

Так как квантово-размерные структуры были получены на полуизолирующей подложке InP , фотоэлектрические измерения проводились при параллельной слоям конфигурации расположения контактов. Использовались контакты вплавного типа, изготовленные при помощи импульсного рубинового лазера [2]. Измерения спектров проводились методом синхронного детектирования.

Спектры фотопроводимости (ФП) в области поглощения в квантово-размерных слоях для одного из образцов высокого качества представлены на рис. 1. При комнатной температуре (кривая 1) спектр ФП содержит все особенности, наблюдавшиеся ранее в спектрах поглощения [1]. Проявление межподзонных переходов в виде максимумов говорит об их экситонной природе. При низкой температуре (кривая 2) спектр ФП отличается от спектра поглощения прежде всего исчезновением длинноволнового пика.

Для идентификации типов экситонных переходов были выполнены расчеты уровней размерного квантования и межуровневых зазоров в приближении прямоугольной квантовой ямы аналогично [3]. Определялась разность энергий для $11H$ - и $11L$ -экситонов, которая весьма

близка к разности уровней размерного квантования для тяжелых ($1H$) и легких ($1L$) дырок. Сравнение экспериментальной величины $E_{11} = (11H - 11L) = 12.5$ мэВ с расчетными значениями позволило определить ширину ямы, оказавшуюся равной 11.3 нм, что было близко к технологическому значению. Это соответствовало экситонной ширине запрещенной зоны $E_{gx} = 0.747$ эВ при 300 К для объемного (3D) твердого раствора $Ga_xIn_{1-x}As$, изорешеточного InP [4,5]. Расчетные значения энергии для соответствующих экситонных переходов указаны стрелками на рис. 1. Они хорошо согласуются с наблюдавшимися экспериментально. Отметим, что кроме разрешенных по правилам отбора переходов 11 и 22 проявлялся слабый переход 13 , который также наблюдался в [1] в спектрах поглощения при 20 К.

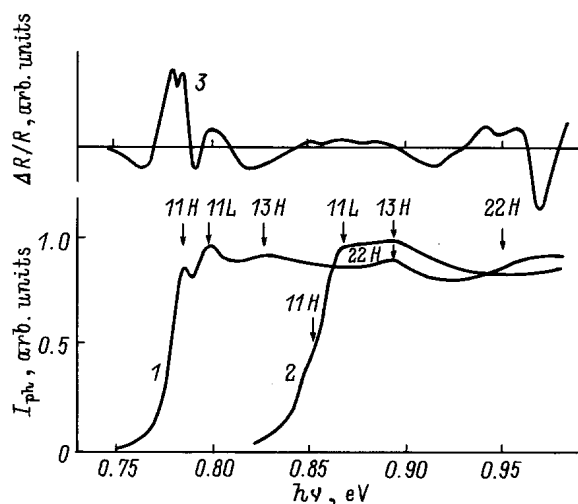


Рис. 1. Спектры фотопроводимости I_{ph} при 293 (1) и 85 К (2) и спектр фотоотражения $\Delta R/R$ (3) многослойной квантово-размерной структуры в системе $Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP$. Показаны энергии экситонных переходов: $11H$ ($1e-1hh$); $11L$ ($1e-1eh$); $22H$ ($2e-2hh$); $22L$ ($2e-2eh$); $13H$ ($1e-3hh$).

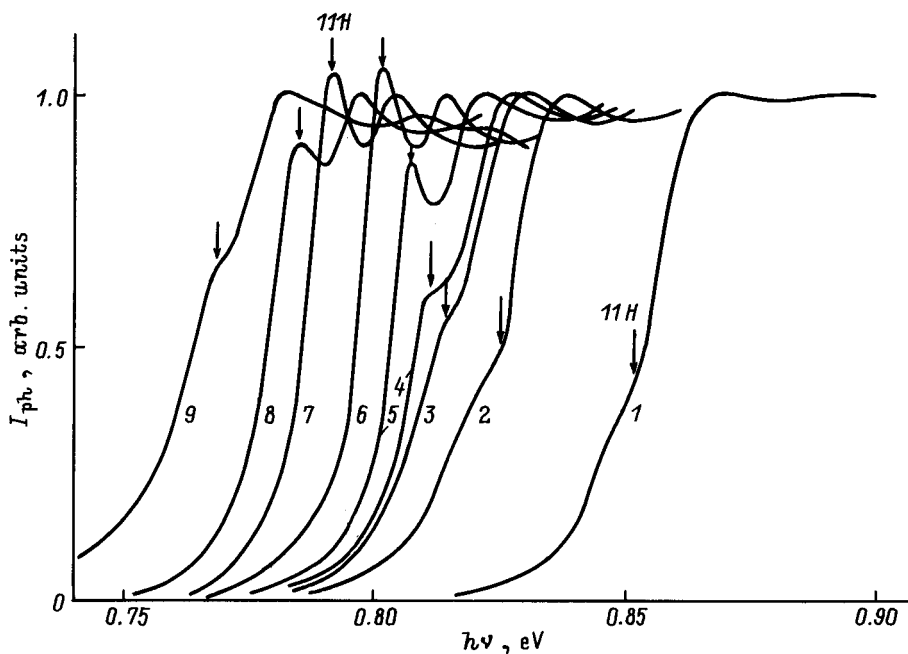


Рис. 2. Температурные зависимости нормированных спектров фотопроводимости I_{ph} в области экситонных переходов в квантовых ямах. Температура, T , К: 1 — 85, 2 — 162, 3 — 191, 4 — 200, 5 — 219, 6 — 243, 7 — 277, 8 — 300, 9 — 352. Стрелками показаны переходы в $11H$ -состояния.

Тот факт, что при низкой температуре нижнее экситонное состояние не проявляется в спектрах фотопроводимости, в принципе понятен: не происходит термической диссоциации экситона и не образуются свободные носители заряда. Однако детальные исследования температурной зависимости спектров ФП привели к интересным и неожиданным результатам. Сильная температурная зависимость наблюдалась только для $11H$ -экситона, как это показано на рис. 2. Основные изменения проявляются в узком температурном интервале от 140 до 200 К, где наблюдается быстрый рост интенсивности $11H$ -пика, в то время как на остальных экстремумах температурные изменения сказываются в их энергетическом сдвиге, при этом относительные интенсивности пиков не изменяются (на рис. 2 все спектры нормированы на величину фотопроводимости в области $11L$ -максимума).

Форма и интенсивность особенностей спектров, соответствующих переходам в экситонные состояния, и их зависимости от температуры определяются тем положением, которое занимают основные состояния экситонов относительно континуума разрешенных значений энергий. Для остальных экситонов $1S$ -состояние расположено либо в континууме разрешенных значений энергии для свободных носителей, либо вблизи него ($11L$ -экситон). Такие состояния являются резонансными, время жизни экситонов в них мало, и для его диссоциации не требуется затрат энергии. По этой же причине эти состояния обладают большим уширением.

По температурной зависимости фотопроводимости в области основного ($11H$) экситонного состояния нами была найдена энергия температурной активации экс-

тона, которая оказалась неожиданно большой и равной 150 ± 30 мэВ. Эта величина более чем на порядок превышает энергию связи $11H$ -экситона (~ 8 мэВ) и указывает на сложный характер формирования сигнала ФП. Действительно, значение энергии активации близко к величине разрыва зон в изорешеточном гетеропереходе, который по данным разных авторов варьируется от 0.13 до 0.51 эВ как для электронов, так и для дырок. Это дает основания предположить, что для активации процесса фотопроводимости как минимум один из носителей (вероятно, электрон) должен быть выброшен из ямы. Этот надбарьерный носитель подхватывается поперечным электрическим полем, существующим вблизи по-

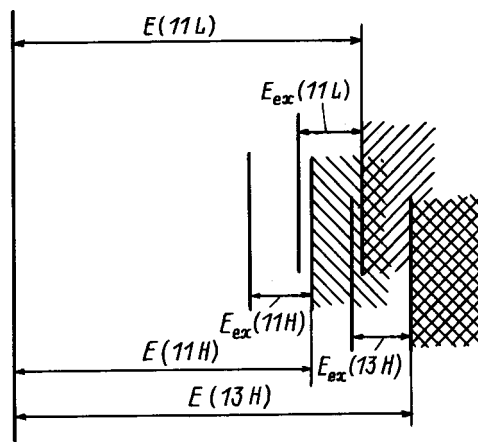


Рис. 3. Взаимное расположение экситонных (E_{ex}) и зонных (E) состояний в исследованной структуре.

верхности структуры, и попадает или в другие ямы, или в слой высокоомного InP, изменяя их электропроводность. Поскольку фотогенерированные носители заряда разного знака разделены в пространстве, время их жизни велико и они могут вносить существенный вклад в фотоэффект.

Для проверки предположения о наличии поперечного электрического поля по методике [6] был измерен спектр фотоотражения на той же структуре, на которой измерялись спектры фотопроводимости. Эти данные приведены на рис. 1 (кривая 3). Сам факт наличия сильного сигнала в области электронных (экситонных) переходов в квантовых ямах и совпадение по энергиям особенностей спектров фотоотражения и фотопроводимости говорит о наличии поперечного электрического поля в исследуемой структуре. Оценка напряженности поля, проведенная аналогично [7], дала величину порядка 10^4 В/см, что подтверждает выдвинутые выше предположения о механизме формирования сигнала фотопроводимости в исследуемой структуре.

На рис. 3 схематически показано взаимное расположение экситонных и зонных состояний в структуре.

Характер спектров и их температурные зависимости для других аналогичных структур были подобны приведенным выше, но в ряде случаев их уширение было заметно больше, особенно для напряженных структур $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$.

Список литературы

- [1] M.S. Skolnic, L.L. Taylor, S.J. Bass, A.D. Pitt, D.J. Towbray, A.G. Cullis, N.G. Chew. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 24 (1987).
- [2] А.Н. Пихтин, В.А. Попов, Д.А. Яськов. *ФТП*, **3**, 1646 (1969); *ПТЭ*, № 2, 238 (1970).
- [3] J.P. Laurenti, J. Camassel, B. Reynes, D. Grützmacher, K. Wolter, H. Kurz. *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 222 (1990).
- [4] D.K. Gaskill, N. Bottka, L. Aina, M. Mattingly. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1269 (1990).
- [5] T.W. Nee, A.K. Green. *J. Appl. Phys.*, **68**, 5314 (1990).
- [6] M.V. Konyayev, A.N. Pikhtin. *Nanostructures: Physics and Technology. Int. Symp. Abstracts.* (St. Petersburg, Russia, 1994) p. 74.
- [7] А.Н. Пихтин, М.Т. Тодоров. *ФТП*, **27**, 1139 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

Exciton effects peculiar to photoconductivity of quantum-dimensional $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ structures

M.F. Panov, A.N. Pikhtin

St. Petersburg State Electrotechnical University,
197376 St. Petersburg, Russia