

УДК 535.33:537.86:530.145+538.913/SL

**СПЕКТРОСКОПИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В ПОЛУМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ CdTe/Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te**А. Н. Георгобиани, Ю. А. Репеев<sup>1</sup>

*Впервые представлены результаты экспериментального исследования спектров генерации второй гармоники в кристаллических сверхрешетках на основе CdTe/CdMnTe с различной молярной концентрацией Mn. Обнаружена значительная интенсивность второй гармоники, спектр которой имеет резонансный характер. Поляризационные измерения позволили установить вклад различных нелинейностей в интенсивность второй гармоники. Обсуждены возможные типы нелинейностей.*

Исследования свойств квантоворазмерных полупроводниковых структур, таких как квантовые ямы и сверхрешетки, необходимы для решения как фундаментальных, так и прикладных задач. Спектр излучения, интенсивность люминесценции, время жизни возбужденных носителей, величина и спектр нелинейной восприимчивости в этих структурах определяются квантовыми ограничениями, а также взаимодействием между электронными состояниями соседних слоев, образующих квантовые ямы и сверхрешетки. Развитие полупроводниковых технологий позволяет посредством изменения ширины ямы и барьера, высоты барьера, активации и т.д. изготавливать на основе квантоворазмерных структур устройства с заданными параметрами. С этой точки зрения квантовые ямы и сверхрешетки с полумагнитными барьерами представляют особый интерес благодаря дополнительной возможности изменения высоты барьера с помощью внешнего магнитного поля [1].

Для исследования сверхрешеток применяются различные оптические и модуляционно-оптические методы [2]. В последнее время было показано, что для исследования переходов между подзонами может быть успешно использована спектроскопия оптических

<sup>1</sup>Институт спектроскопии Российской Академии наук, Троицк, Московская обл.

гармоник, так как вблизи резонансов эффективность генерации гармоник возрастает на несколько порядков [3].

Генерация второй гармоники (ГВГ) в квантовых ямах и сверхрешетках с полумагнитными полупроводниковыми барьерами на основе широкозонных соединений II-VI вызывает практический интерес благодаря прямым межзонным оптическим переходам, соответствующим видимому и ближнему ультрафиолетовому диапазонам спектра. Однако к настоящему времени имеется мало публикаций, посвященных таким структурам, причем эти исследования проводились только методами фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света. Лишь недавно с помощью спектроскопии ГВГ были исследованы квантовые ямы и сверхрешетки на основе  $ZnTe/ZnMnTe$  [4].

Весьма перспективными для использования в различных областях микро- и оптоэлектроники являются сверхрешетки  $CdTe/CdMnTe$  [1]. В данной работе мы представляем результаты спектроскопических исследований при комнатной температуре резонансной второй гармоники в сверхрешетках  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  для серии образцов с различной молярной концентрацией марганца.

Образцы сверхрешеток  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  с  $x = 0.01, 0.03, 0.05$  и  $0.11$  были приготовлены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке  $InSb(001)$  с буферным слоем  $CdTe$  толщиной  $1000 \text{ \AA}$ . Толщина барьеров составляла  $150 \text{ \AA}$ , толщина ям —  $50 \text{ \AA}$ , число периодов решетки равнялось 15 для всех образцов, верхний слой всегда был барьерным.

Оптическая вторая гармоника от поверхности сверхрешеток возбуждалась перестраиваемым параметрическим генератором на основе двух кристаллов DKDP с накачкой второй гармоникой  $Nd:YAG$  лазера [5]. Длительность импульсов составляла примерно  $20 \text{ пс}$ , область перестройки  $700 - 1200 \text{ нм}$ , энергия в импульсе  $0.1 - 1 \text{ мДж}$  (в зависимости от длины волны), частота повторения  $1 \text{ Гц}$ . Спектральная ширина линии в данном диапазоне равнялась  $2.0 - 2.6 \text{ нм}$ .

Излучение фокусировалось на образец с помощью линзы в пятно диаметром около  $0.5 \text{ мм}$ . Сигнал второй гармоники в геометрии на отражение выделялся монохроматором ДМР-3 (на вход которого ставились сине-зеленые светофильтры для подавления сигнала первой гармоники) и регистрировался затем с помощью ФЭУ, подключенного к ЭВМ через цифровой осциллограф С9-8. Для нормировки одновременно измерялся сигнал первой гармоники. В целях уменьшения ошибки измерений выставлялись "ворота" по амплитуде падающего излучения. В каждой точке спектра проводилось усреднение по 10 импульсам.

Угол падения на образец возбуждающего излучения равнялся  $55^\circ$ . Для исследования структурных особенностей сверхрешеток использовалось  $p$ - и  $s$ -поляризованное излучение накачки и второй гармоники.

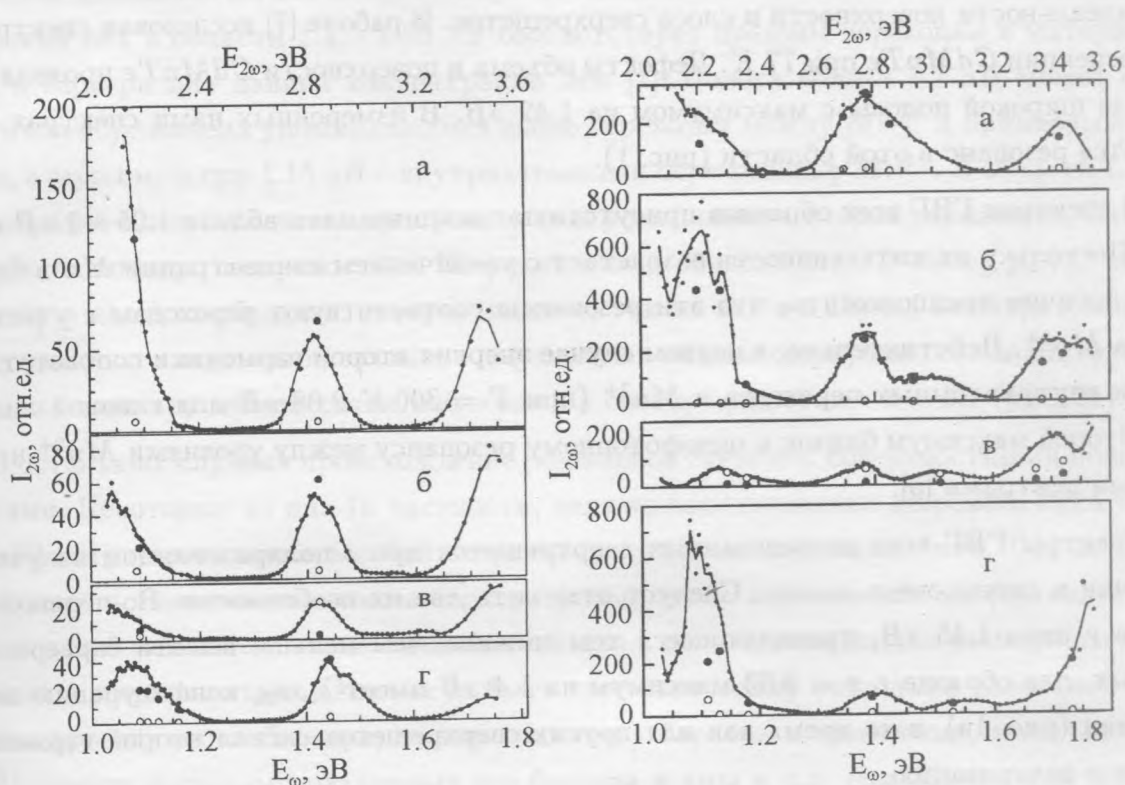


Рис. 1. Спектральная зависимость ГВГ на сверхрешетках  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  при  $s$ -поляризованном возбуждающем излучении: а)  $x = 0.11$ , б)  $x = 0.05$ , в)  $x = 0.03$ , г)  $x = 0.01$ . Темные кружки –  $p$ -поляризованное, светлые –  $s$ -поляризованное излучение второй гармоники.

Рис. 2. Спектральная зависимость ГВГ на сверхрешетках  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  при  $p$ -поляризованном возбуждающем излучении: а)  $x = 0.11$ , б)  $x = 0.05$ , в)  $x = 0.03$ , г)  $x = 0.01$ . Темные кружки –  $p$ -поляризованное, светлые –  $s$ -поляризованное излучение второй гармоники.

Спектральные зависимости ГВГ для  $s$ - и  $p$ -поляризованного возбуждающего излучения представлены на рис. 1 и 2 соответственно. В обоих случаях для всех образцов наблюдается сильный сигнал второй гармоники. Как видно, спектры ГВГ имеют сложную резонансную структуру.

Ранее было показано, что ГВГ при  $s$ -поляризованном возбуждающем излучении является следствием шероховатости поверхности и дефектов структуры [6]. В нашем случае интенсивность второй гармоники для  $s$ -поляризации падающего излучения довольно высока (всего в 3 – 10 раз слабее, чем для  $p$ -поляризации), что, в общем, говорит о неидеальности поверхности и слоев сверхрешеток. В работе [7] исследован спектр люминесценции  $CdMnTe$  при 77 К. Дефекты объема и поверхности  $CdMnTe$  проявлялись в виде широкой полосы с максимумом на 1.42 эВ. В измеренных нами спектрах ГВГ имеется резонанс в этой области (рис. 1).

В спектрах ГВГ всех образцов присутствуют мощные пики вблизи 1.05 – 1 эВ и 1.7 эВ. Поскольку их интенсивность возрастает с увеличением концентрации  $Mn$  в барьерах, логично предположить, что эти резонансы соответствуют переходам с участием ионов  $Mn^{2+}$ . Действительно, в первом случае энергия второй гармоники соответствует серии внутриатомных переходов в  $Mn^{2+}$  (при  $T = 300$  К 2.08 эВ для главной линии) [1]. Второй максимум близок к однофотонному резонансу между уровнями  $Mn^{2+}$  и глубокими центрами [5].

Спектры ГВГ всех исследованных сверхрешеток при  $s$ -поляризованном излучении накачки в целом очень схожи. Следует отметить две их особенности. Во-первых, это плечо у пика 1.45 эВ, проявляющееся тем сильнее, чем меньше высота барьера. Во-вторых, для образца с  $x = 0.03$  максимум на 1.4 эВ имеет  $s_{\omega}-s_{2\omega}$  конфигурацию поляризации (рис. 1в), в то время как для других сверхрешеток сигнал второй гармоники имеет  $p$ -поляризацию.

В случае  $p$ -поляризованного возбуждающего излучения спектры ГВГ более разнообразны и имеют большую интенсивность (рис. 2). Для полупроводников, имеющих структуру цинковой обманки, существует только один ненулевой элемент тензора нелинейной восприимчивости  $\chi^{(2)}$ , что приводит к ситуации, при которой  $p$ -поляризованное излучение накачки может возбудить только  $s$ -поляризованное излучение второй гармоники. В квантоворазмерных структурах помимо объемной нелинейности важную роль играет нелинейность, возникающая благодаря электронным состояниям в квантовых ямах. В симметричной квантовой яме квадратичная нелинейность отсутствует. Существование значительного сигнала второй гармоники в исследуемых структурах означает наличие в них асимметричной потенциальной ямы. Асимметрия может быть вызвана, например, наличием механических напряжений или встроенного заряда в слоях сверхрешетки, а также высокой концентрацией свободных носителей [8]. В нашем случае основной причиной нарушения симметрии может являться взаимодействие не-

равномерно расположенных ионов  $Mn^{2+}$  с электронными состояниями квантовой ямы.

Из рис. 2 видно, что вклад объемной нелинейности ( $p_\omega$ - $s_{2\omega}$  конфигурация поляризации) как правило мал. Исключение составляет образец с  $x = 0.03$  (рис. 2в), для которого в данном диапазоне имеют место четыре максимума ГВГ именно в этой конфигурации. Широкий пик в области  $1.5 - 1.55$  эВ соответствует прямым переходам в материалах ямы и барьера для данной концентрации  $Mn$  [1]. Полоса вблизи  $1.7$  эВ может быть частично обусловлена упоминавшимся выше переходом между  $Mn^{2+}$  и примесным центром, а максимум при  $1.15$  эВ – внутриатомными переходами в  $Mn^{2+}$ . В области  $1.7$  эВ для образца с  $x = 0.03$  начинает проявляться  $p$ -компонента второй гармоники, вызванная, по-видимому, поверхностью. Широкий пик в области  $1.4$  эВ имеет  $p_\omega$ - $s_{2\omega}$  составляющую для всех образцов, которая, видимо, так же как и в случае  $s$ -поляризованного возбуждающего излучения, связана с дефектами в объеме сверхрешетки. Значительную  $p_\omega$ - $s_{2\omega}$  компоненту можно также наблюдать в спектре решетки с  $x = 0.1$  (рис. 2г).

В остальных случаях происхождение резонансов связано с поверхностными нелинейностями. Некоторые из них (в частности, одна из составляющих широкого пика около  $1.1$  эВ) могут представлять собой вторую гармонику от подложки  $InSb$ . Тем не менее видно, что с изменением высоты барьера форма полос и положение их составляющих существенно меняются, что несомненно связано с положением подзон размерного квантования в сверхрешетках. Это могут быть переходы между подзонами валентной зоны и зоны проводимости барьера, между подзонами барьера и примесями, включая ионы  $Mn^{2+}$ , между подзонами различных зон барьера и ямы и т.д. Для корректной идентификации всех наблюдаемых резонансов необходимо иметь более полное представление о структуре зон конкретной сверхрешетки. В этом плане представляют интерес исследования фотолюминесценции, в том числе и  $\lambda$ -модулированной люминесценции имеющихся образцов.

Значительная эффективность нелинейного преобразования во вторую гармонику в видимой области спектра может быть использована при изготовлении нелинейно-оптических устройств на основе  $CdTe/CdMnTe$ . Авторы выражают благодарность докторам Б. Ланну и Д. Эшенфорду за предоставленные образцы. Эта работа была поддержана РФФИ (проект N 00-02-16421) и Министерством науки Российской Федерации как часть программы "Физика твердотельных наноструктур" (проект N 99-1122), а также как часть программы "Физика квантовых и волновых процессов" – подпрограмма "Фундаментальная спектроскопия" (проект N 01.08.02.8-4).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Furdyna J. K. J. Appl. Phys., **64**, R29 (1989).
- [2] Intersubband Transitions in Quantum Wells, ed. by E. Rosenher, B. Vinter and B. Levine, Plenum Press, New York, 1992.
- [3] Sirtori C., Capasso F., Sivko D.L., Cho A.V. Phys. Rev. Lett., **68**, 1010 (1992).
- [4] Zayats A.V., Georgobiani A.N., Repeyev Yu. A., Ashenford D. E., Lunn B. Microelectron. Eng., **43-44**, 229 (1998).
- [5] Zayats A.V., Repeyev Yu. A., Vinogradov E. A., Nikogosyan D. N. J. Lumin., **52**, 335 (1992).
- [6] Song K. J., Heskett D., Dai H. L., et al. Phys. Rev. Lett., **61**, 1380 (1988).
- [7] Myers T. H., Schetzina J. F., Edwards S. T., Schreier A. F. J. Appl. Phys., **54**, 4232 (1983).
- [8] Khurgin. Phys. Rev., **B38**, 4056 (1998).

Поступила в редакцию 19 апреля 2000 г.