

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОДНОРОДНОСТИ КВАНТОВЫХ ЯМ НА ОСНОВЕ InGaAs/GaAs ПО ФОТОМОДУЛЯЦИОННЫМ СПЕКТРАМ

И. А. Авруцкий, О. П. Осауленко, В. Г. Плотниченко, Ю. Н. Пыркoв

Институт общей физики Российской академии наук, 147942, Москва, Россия
(Получена 7.05.1992. Принята к печати 15.05.1992)

Показано, что измерения интенсивности пика фотоотражения и его спектрального положения при сканировании по образцу могут быть использованы для определения неоднородности квантовых ям InGaAs/GaAs по ширине и составу.

Введение. Высокая оптическая нелинейность и большие электрооптические коэффициенты структур с квантовыми ямами (КЯ) имеют место в относительно узком спектральном интервале (≈ 10 мэВ) вблизи экситонного пика поглощения. Спектральное положение экситонного пика с точностью до энергии связи экситона ($6 \div 8$ мэВ для КЯ на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ [1]) определяется расстоянием между уровнями размерного квантования электронов и дырок E_{e1-h1} , которые зависят от ширины ямы L и состава (концентрации индия x). Для типичных значений $x = 0.2$ и $L = 80 \text{ \AA}$ изменение концентрации x на 1% и ширины на один монослой $\approx 3 \text{ \AA}$ приводит к изменению энергии перехода на 9 и 4 мэВ соответственно, что накладывает высокие требования к однородности КЯ по ширине и составу.

С помощью оптических экспериментов — измерения спектров пропускания и отражения, спектров люминесценции и возбуждения люминесценции — при сканировании тестирующего пучка по образцу можно определить изменение расстояния между уровнями размерного квантования. Это изменение, как показали измерения, может достигать ≈ 20 мэВ на расстояниях порядка нескольких миллиметров. Из таких измерений чаще всего нельзя определить, обусловлено ли спектральное смещение экситонного пика неоднородностью ширины квантовой ямы или вариациями ее состава.

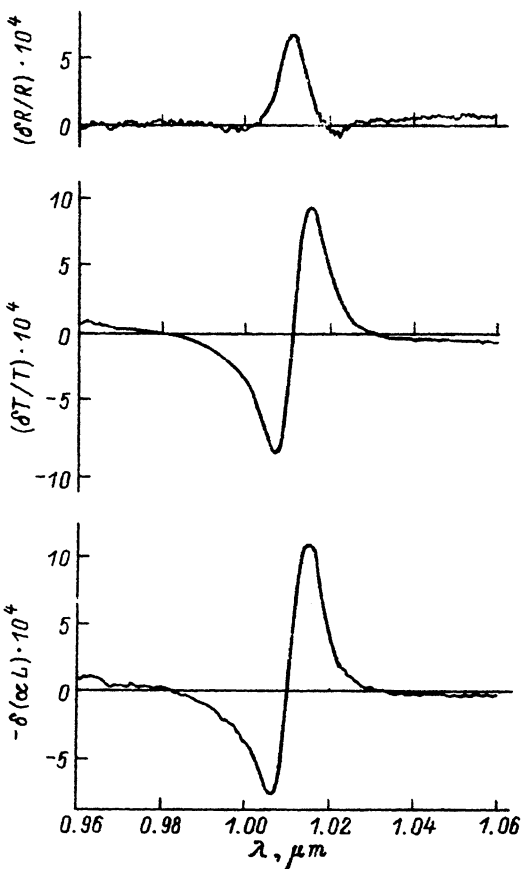
В данной работе описана методика, позволяющая исследовать однородность КЯ по ширине и составу с помощью фотомодуляционных измерений.

1. Эксперимент

В эксперименте регистрируется изменение спектра пропускания $\tau(\omega) = \delta T \times X(\omega)/T(\omega)$ или спектра отражения $\rho(\omega) = \delta R(\omega)/R(\omega)$ (ω — оптическая частота), обусловленное фотомодуляцией — изменением оптических параметров структуры под действием дополнительного облучения светом с частотой, лежащей в области собственного поглощения полупроводника [2]. В качестве источника накачки и тестирующего излучения использовались соответственно He—Ne-лазер и излучение галогенной лампы, прошедшее через монохроматор МДР-12. Тестирующее излучение фокусировалось на образец в пятно площадью 1 мм^2 ,

№ образца	Ширина КЯ L , Å	Концентрация In, %	Толщина слоя GaAs, Å
Z311	73	20	120
Z312	64	30	113
Z313	41	40	123
Z314	28	50	141

а излучение накачки покрывало в несколько раз большую площадь. Параметры исследованных структур с одной КЯ, выращенных МOCVD-технологией, приведены в таблице. Типичные модуляционные спектры и рассчитанная в соответствии с [3] спектральная зависимость изменения поглощения $-\delta(\alpha L)$ для образца Z313 представлены на рис. 1. Интенсивность модуляционного пика A при увеличении мощности накачки P растет и насыщается при плотности мощности накачки ≈ 0.1 Вт/см² (рис. 2). Такой характер зависимости $A(P)$ позволяет уверенно идентифицировать механизм фотомодуляции. Столь низкие значения плотности мощности накачки, а также форма спектров $\rho(\omega)$ и $\tau(\omega)$ соответствуют механизму, связанному с экранированием поверхностного заряда. Другие возможные механизмы изменения поглощения и отражения при внешней подсветке — заполнение зоны, экранирование экситона фотофобужденными носителями, нагревание полупроводника — требуют существенно больших мощностей накачки [4].



В рамках механизма экранирования поверхностного заряда модуляция излучения накачки эквивалентна модуляции поверхностного электрического поля, действующего на КЯ. Обусловленное электрическим полем смещение уровней размерного квантования (а вместе с ним и величина модуляционного сигнала) сильно зависит от параметров КЯ. Для случая бесконечно глубокой ямы при некоторых дополнительных предположениях, как будет показано далее, $A \sim L^4$. Зависимость интенсивности и спектрального положения фотомодуляционного пика от параметров КЯ можно аккуратно промоделировать и для ям конечной глубины. Измеряя интенсивность и положение модуляционного пика по мере сканирования по образцу, можно путем некоторых вычислений оценить неоднородность толщины и концентрации индия в яме. Таков в общих чертах подход, используемый в данной работе.

Рис. 1. Типичные спектры фотомодуляционного отражения $\delta R/R$, пропускания $\delta T/T$ и рассчитанная в соответствии с [3] спектральная зависимость изменения поглощения $-\delta(\alpha L)$ для образца Z313.

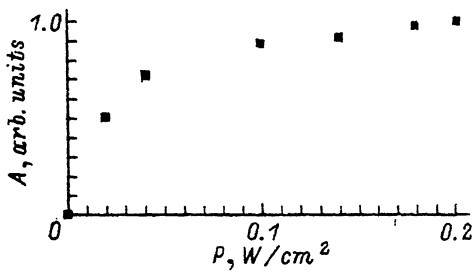


Рис. 2. Зависимость интенсивности пика фотоотражения A от плотности мощности накачки P .

2. Модель

Для реализации предложенного метода необходимо получить соотношения, связывающие величину модуляционного сигнала в параметры КЯ.

Смещение первого (основного) уровня размерного квантования в бесконечно глубокой яме, обусловленное слабым электрическим полем F , равно [5]

$$\delta E_1 = C (e^2 / \hbar^2) m F^2 L^4,$$

$$C \approx -2.2 \cdot 10^{-3}. \quad (1)$$

Поверхностное поле, которое обычно составляет около $F \approx 10^4$ В/см, можно считать слабым как для электронов с массой $m_e^* = 0.067 m_0$, так и для тяжелых дырок $m_h^* = 0.34 m_0$, поскольку $\delta E_1 \ll E_1$, где $E_1 = \hbar^2 \pi^2 / 2mL^2$ — энергия размерного квантования, а m_0 — масса свободного электрона. Из (1) видно, что уровни энергии тяжелых частиц (тяжелых дырок) смещаются существенно больше, чем уровни энергии легких частиц (электронов). В случае $In_x Ga_{1-x} As / GaAs$ -структур $m_h^* / m_e^* = 5 \div 15$ в зависимости от x .

Для КЯ конечной глубины формула (1) оказывается достаточно точной, если в ней геометрическую ширину L заменить на эффективную ширину $L^* = (\hbar^2 \pi^2 / 2mE_1')^{1/2}$, где E_1' — первый уровень размерного квантования с учетом конечной высоты барьера [6].

Тогда в рамках теории возмущений для обусловленного электрическим полем изменения энергии перехода δE_{e1-h1} и интеграла перекрытия $\delta \langle \Psi_{e1} | \Psi_{h1} \rangle$, пренебрегая изменением состояния электрона, имеем

$$\delta E_{e1-h1} = C (e^2 / \hbar^2) m_h^* F^2 L_h^{*4}, \quad (2)$$

$$\delta \langle \Psi_{e1} | \Psi_{h1} \rangle = (1/6) \delta E_{e1-h1} / E_{h1}'. \quad (3)$$

Спектр поглощения КЯ $= (\omega)$, связанный с оптическими переходами между уровнями размерного квантования, при наложении внешнего электрического поля F смещается на $\delta \omega = \delta E_{e1-h1} / \hbar$, и его интенсивность изменяется пропорционально $\langle \Psi_{e1} | \Psi_{h1} \rangle^2$:

$$\delta \alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) - \alpha_F(\omega) = -2\delta \langle \Psi_{e1} | \Psi_{h1} \rangle \alpha(\omega) + \delta \omega d\alpha(\omega) / d\omega. \quad (4)$$

В окрестности экситонного пика отношение $(d\alpha(\omega) / d\omega) / \alpha(\omega)$ того же порядка, что и Γ^{-1} , где $\Gamma \approx 10$ мэВ — полуширина экситонного пика, при этом для $0.2 < x < 1.0$ и $40 < L < 150$ Å основной вклад в $\delta \alpha(\omega)$ вносит второй член формулы (4). С другой стороны, обусловленное внешней подсветкой изменение спектра поглощения является некоторой линейной комбинацией фотомодуляционных

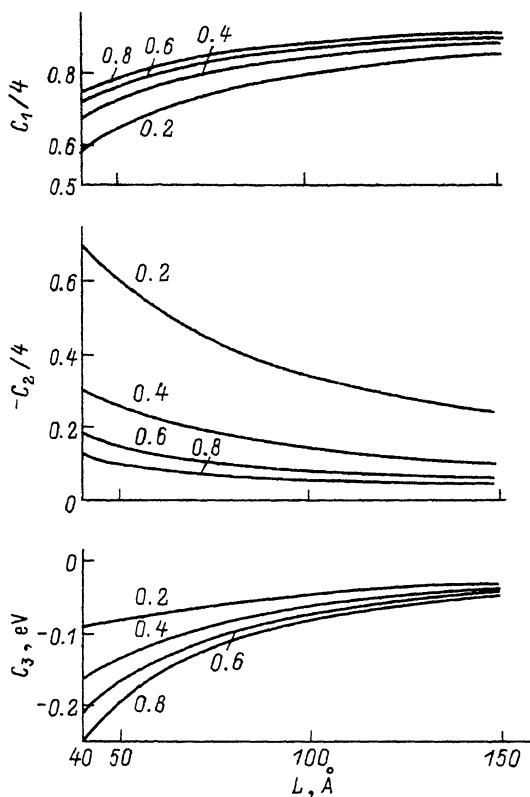


Рис. 3. Зависимость параметров C_1 — C_3 от ширины ямы L для различных значений концентрации индия x (цифры у кривых).

спектров [3]. В итоге можно утверждать, что интенсивность модуляционного сигнала, как и вызванное электрическим полем смещение δE_{e1-h1} , пропорциональна L_b^4 . Смещение уровней размерного квантования в соответствии с (2) зависит также от эффективной массы m_b^* и поверхностного поля F . Мы полагаем, что при сканировании по образцу эти параметры не изменяются. Эффективные массы тяжелых дырок в GaAs и InAs составляют $0.34m_0$ и $0.32m_0$ соответственно, и поэтому возможные изменения концентрации x на несколько процентов могут привести к относительному изменению m_b^* (In_xGa_{1-x}As) не более чем на 10^3 . Степень однородности поверхностного поля подтверждалась экспериментально. Спектр фотоотражения исследуемых образцов вблизи края собственного поглощения GaAs имел вид, соответствующий эффекту Франца—Келдыша: чередующиеся

положительные и отрицательные экстремумы, убывающие по амплитуде по мере удаления частоты от края поглощения. В эксперименте наблюдалось 8—10 экстремумов, спектральное положение которых практически не изменялось при сканировании по образцу.

Изменения интенсивности пика фотоотражения A при сканировании по образцу следующим образом связаны с изменениями параметров ямы:

$$\Delta A/A = 4\Delta L_b^*/L_b^* = C_1\Delta L/L + C_2\Delta x,$$

$$C_1 = (4L/L_b^*) \partial L_b^*/\partial L, \quad C_2 = (4/L_b^*) \partial L_b^*/\partial x. \quad (5)$$

Спектральное положение модуляционного пика определяется положением уровней размерного квантования, и его изменение тоже может быть линеаризовано по $\Delta L/L$ и Δx :

$$\Delta E_{e1-h1} = C_3\Delta L/L + C_4\Delta x,$$

$$C_3 = L\partial E_{e1-h1}/\partial L, \quad C_4 = \partial E_{e1-h1}/\partial x. \quad (6)$$

Решая совместно (5) и (6), находим

$$\Delta L/L = (C_4\Delta A/A - C_2\Delta E_{e1-h1})/(C_1C_4 - C_2C_3),$$

$$\Delta x = (C_3\Delta A/A - C_1\Delta E_{e1-h1})/(C_2C_3 - C_1C_4). \quad (7)$$

Изменения $\Delta A/A$ и ΔE_{e1-h1} по мере сканирования по образцу измеряются в эксперименте. Коэффициенты C_1 — C_4 являются функциями параметров ямы (L ,

х). Для вычисления необходимо решить задачу об уровнях размерного квантования в зоне проводимости и в валентной зоне. Достаточно точный алгоритм решения известен [7] и включает в себя моделирование разрыва зон с учетом напряжений [8], непараболичность зоны проводимости [9]. Физические параметры материалов GaAs и InGaAs можно найти в [10]. Полученные в рамках такой модели зависимости коэффициентов C_1 — C_3 от ширины ямы для различных значений x показаны на рис. 3. Параметр C_4 в области $0.2 < x < 1.0$ и $40 < L < 150 \text{ \AA}$ с точностью до 10% равен 0.9 эВ, слабо зависит от (L, x) , и поэтому на рисунках не показан.

В рассматриваемой области (L, x) потенциальная яма по крайней мере для дырок является достаточно глубокой — в ней помещается 3 и более уровней размерного квантования. Это обстоятельство позволяет получить простые аналитические выражения для коэффициентов C_1 — C_3 . Энергия частицы E в потенциальной яме глубиной U в параболическом приближении определяется уравнением

$$L(2m_w^*E/\hbar^2)^{1/2} = 2 \operatorname{arctg} ((m_w^*(U - E)/m_w^*E)^{1/2}), \quad (8)$$

где m_w^* и m_b^* — эффективные массы частицы в яме и барьере. Полагая в (8) $E \ll U$ (яма глубокая), несложно получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} L_b^{-1} \partial L_b^* / \partial x &= -(k_v L + 2\nu_v)^{-1} U_v^{-1} dU_v / dx, \\ (L/L_b)_b \partial L_b^* / \partial L &= 1/(1 + 2\nu_b/k_b L), \\ L \partial E_{c1-b1} / \partial L &= 2\pi^2 (\nu_c U_c k_c L (k_c L + 2\nu_c)^{-3} + \\ &+ \nu_v U_v k_v L (k_v L + 2\nu_v)^{-3}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\nu = m_b^*/m_w^*$, а индексы c и v относятся к зоне проводимости и к валентной зоне соответственно. Коэффициенты C_1 — C_3 , полученные с помощью формул (9), отличаются от представленных на рис. 3 не более чем на 15%.

3. Результаты измерений

Предложенный способ оценки неоднородности КЯ по ширине и составу (L, x) существенно опирается на тот факт, что интенсивность модуляционного пика пропорциональна четвертой степени эффективной ширины КЯ. Зависимость $A(L)$ для исследованных образцов приведена на рис. 4. Отклонения от прямой $\ln(A/A') = 4 \ln(L/L')$ имеют место при малых L , когда волновая функция тяжелых дырок существенно выходит за пределы КЯ. Наблюдаемая зависимость $A(L)$ подтверждает правильность выбранной модели.

При сканировании по образцам ширина спектра не изменялась (с точностью не хуже $\pm 3\%$), амплитуда модуляционного спектра менялась слабо ($\Delta A/A < 10\%$), в то время как спектральное положение фотомодуляционного пика изменялось значительно (≈ 20 мэВ). Если бы столь большое изменение спектрального положения было вызвано изменением ширины квантовой ямы, то имело бы место значительное (в 1.5—2 раза) изменение амплитуды модуляционного пика. Поскольку этого не наблюдалось, изменение спектрального положения модуляционного пика следует связывать в основном с изменениями концентрации x по образцу. Более строго относительные отклонения ΔL и Δx вычисляются по измеренным $\Delta A/A$ и ΔE_{c1-b1} с помощью формул (7). Результаты таких вычислений для одного из исследованных образцов представлены на рис. 5.

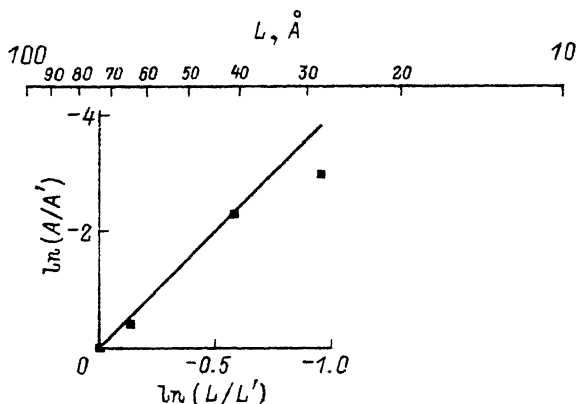


Рис. 4. Зависимость интенсивности пика фотоотражения A от ширины КЯ. Точки — экспериментальные значения для структур, указанных в таблице. A' и L' — значения максимального фотоотражения и ширины КЯ для образца Z311.

Изменения ΔA и ΔE определены так, что при сканировании по образцу $\langle \Delta A \rangle = 0$ и $\langle \Delta E \rangle = 0$.

Из наших результатов следует, что усредненные на больших размерах ($\approx 1 \text{ мм}^2$) флуктуации ширины КЯ по всем исследованным образцам составляли меньше одного монослоя, что хорошо согласуется с результатами других методов контроля качества аналогичных структур [11]. Среднеквадратичное отклонение ширины квантовой ямы $\langle \Delta L^2 \rangle^{1/2}$ по образцам не превышало 3 \AA , в то время как концентрация монотонно изменялась, что скорее всего обусловлено особенностями технологии их получения.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

Предложен простой оптический неразрушающий метод оценки неоднородностей квантовых ям InGaAs/GaAs по ширине и составу, который состоит в измерении амплитуды и спектрального положения фотомодуляционного пика при сканировании по образцу и вычислении ΔL и Δx по формулам (7). Метод основан на следующих фактах: спектральное положение модуляционного пика определяется энергией размерного квантования электронов и дырок, которая известным образом зависит от параметров ямы (L , x); амплитуда модуляционного пика при определенных предположениях пропорциональна четвертой степени эффективной ширины квантовой ямы, вычисленной для тяжелых дырок.

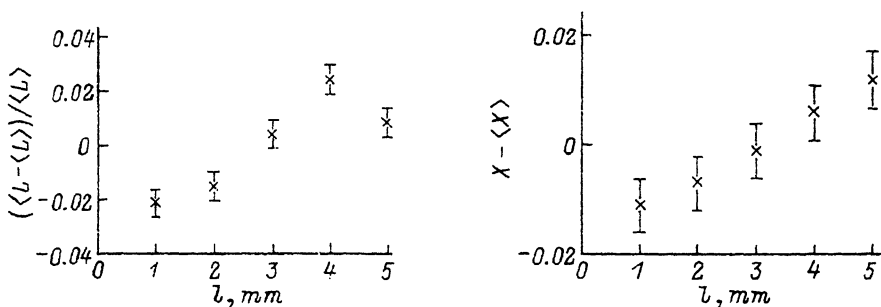


Рис. 5. Изменение ширины КЯ и концентрации индия при сканировании по образцу Z313, l — координата вдоль поверхности образца.

Для случая глубокой ямы приведены простые аналитические выражения, связывающие изменения спектрального положения и величины фотомодуляционного сигнала с изменениями параметров квантовой ямы.

В заключение авторы выражают благодарность Б. Н. Звонкову и сотрудникам его лаборатории (НИФТИ, г. Н. Новгород) за предоставление структур с квантовыми ямами для исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. А. Авруцкий, В. А. Сычугов, Б. А. Усиевич. ФТП, **25**, 1787 (1991).
- [2] М. Кардона. Модуляционная спектроскопия. М. (1972).
- [3] I. Sela, D. E. Watkins, B. K. Laurich, D. L. Smith, S. Subbanna, H. Kroemer. Phys. Rev., **B43**, 11884 (1991—1).
- [4] B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki, W. T. Beard. Phys. Rev., **B35**, 2540 (1987).
- [5] G. Bastard. In: NATO ASI Series B: Physycs; **179**, 189—209. Interfaces, quantum wells, and Superlattices (ed by C. R. Leavens, R. Taylor). N. Y. (1987).
- [6] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegman, T. H. Wood, C. A. Burrus. Phys. Rev. Lett., **53**, 2173 (1984).
- [7] G. Bastard, J. A. Brum. IEEE J. Quant. Elektron., **QE-22**, 1625 (1986).
- [8] G. Ji, D. Huang, U. K. Reddi, T. S. Henderson, R. Hondre, H. Morkoc. J. Appl. Phys., **62**, 3366 (1987).
- [9] W. Chen. T. A. Andersson. Phys. Rev., **B44**, 9068 (1991).
- [10] S. Adachi. J. Appl. Phys., **53**, 8775 (1982).
- [11] M. A. Herman. D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., **70**, R1 (1991).

Редактор В. В. Чалдышев