

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖЗОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЯМЫ InGaAs В GaAs

В. Я. Алешкин, \* А. В. Аншон, И. А. Карпович

\* Институт прикладной физики Российской академии наук, 603600, Нижний Новгород, Россия

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603600, Нижний Новгород, Россия

(Получена 16 февраля 1993 г. Принята к печати 18 марта 1993 г.)

Исследовано межзонное оптическое поглощение квантовой ямы  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  в GaAs для  $s$ - и  $p$ -поляризаций линейно поляризованного излучения в геометрии полного внутреннего отражения. Экспериментальные значения коэффициента поглощения ямы  $\beta$  удовлетворительно согласуются с теоретическими. При угле падения на плоскость квантовой ямы  $45^\circ$  отношение  $\beta_s/\beta_p \approx 2$  на краю поглощения. Обнаружена поляризационная зависимость спектров конденсаторной фотоздс в области поглощения квантовой ямы.

Исследование поляризационных зависимостей межзонного оптического поглощения полупроводников представляет интерес в связи с изучением их зонной структуры и влияния на нее различных факторов (электрического поля, полей упругих напряжений и др.). Межзонное поглощение и электропоглощение напряженных квантовых сверхрешеток InGaAs/GaAs при нормальном падении излучения исследовалось в ряде работ (см., например, [1, 2]). Меньше изучено поглощение одиночных квантовых ям (КЯ) в этой гетероструктуре особенно при наклонном падении излучения на плоскость КЯ, когда можно ожидать появления поляризационной зависимости коэффициента поглощения ямы в связи с наличием компоненты электрического поля световой волны, направленной по нормали к плоскости КЯ.

Как известно [3], в результате деформации достаточно тонкого напряженного слоя InGaAs, встроенного в GaAs, состояния легких дырок опускаются вниз относительно состояний тяжелых дырок и межзонное поглощение КЯ определяется переходами электронов из состояний тяжелых дырок в зону проводимости. Для КЯ в плоскости (100) такие переходы на краю поглощения, т. е. для состояний с волновым вектором в плоскости ямы  $k=0$ , разрешены для компоненты электрического поля, лежащей в плоскости ямы, и запрещены для компоненты электрического поля, нормальной к этой плоскости [4]. При  $k \neq 0$  запрет снимается и различие в коэффициентах поглощения для этих двух компонент уменьшается.

В данной работе исследовано межзонное оптическое поглощение одиночных квантовых ям  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  в GaAs для  $s$ - и  $p$ -поляризаций<sup>1</sup> линейно поляризованного излучения в геометрии полного внутреннего отражения. Коэффициент поглощения квантовой ямы  $\beta = \Delta I/I_0$ , где  $I_0$  — интенсивность падающего на КЯ излучения,  $\Delta I$  — уменьшение интенсивности в результате поглощения излучения

<sup>1</sup> При  $s$ -поляризации вектор электрического поля световой волны  $e_s$  направлен по нормали к плоскости падения, при  $p$ -поляризации  $e_p$  лежит в этой плоскости.

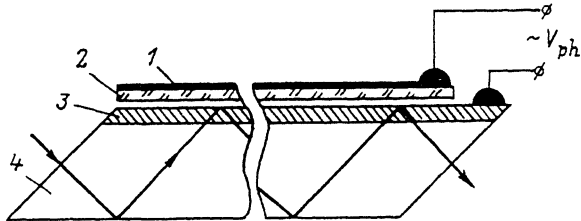


Рис. 1. Схема исследования межзонного поглощения и конденсаторной фотоэдс: 1 — металлический электрод, 2 — слюдяная пластинка, 3 — эпитаксиальный слой с квантовыми ямами, 4 — полуизолирующая подложка.

в КЯ. В общем случае  $\beta$  зависит от угла падения  $\varphi$ , поляризации (при  $\varphi \neq 0$ ) и в условиях полного внутреннего отражения ( $\sin \varphi \geq n^{-1/2}$ ,  $n$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость) — от расстояния между КЯ и отражающей плоскостью. Последняя зависимость появляется в связи с образованием вблизи отражающей плоскости по нормали к ней некоторого пространственного распределения поля  $\epsilon(z)$  в результате интерференции падающей и отраженной волн.

При  $s$ -поляризации вектор  $\epsilon$ , лежит в плоскости КЯ независимо от угла падения. При  $p$ -поляризации и  $\varphi = 45^\circ$  (при этом угле падения проводится эксперимент) световой поток можно разделить на две компоненты равной интенсивности: для одной, как и для  $s$ -поляризации, вектор поля лежит в плоскости КЯ, а для другой он нормален к ней. Если вторая компонента совсем не поглощается при  $k=0$ , то отношение коэффициентов поглощения КЯ для  $s$ - и  $p$ -поляризаций должно приближаться к 2 на краю полосы поглощения.

### Методика эксперимента

Схема исследования межзонного оптического поглощения показана на рис. 1.

Образец изготавливался из плоскопараллельной пластины полуизолирующего GaAs (100) толщиной  $d \approx 300$  мкм, на которую предварительно наносился методом МОС — гидридной эпитаксии — слой  $n$ -GaAs толщиной 1.2 мкм. Вблизи наружной поверхности этого слоя встраивались  $N$  ( $N=8$ ) квантоворазмерных слоев  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  толщиной 60 Å, отделенных друг от друга и от поверхности барьерными слоями GaAs толщиной 770 Å. При такой толщине барьерных слоев структуру можно рассматривать как совокупность одиночных КЯ.

Монохроматическое линейно поляризованное излучение вводилось в образец через сошлифованную под углом  $45^\circ$  боковую грань по нормали к ней. В результате полного внутреннего отражения от верхней и нижней граней образца луч  $m$  раз проходил через эпитаксиальный слой ( $m=10$ ) и на выходе регистрировался германиевым фотодиодом. Полное число прохождений луча через КЯ  $mN = 80$ .

Сигнал фотодиода  $U$ , рассчитанный на один падающий фотон в относительных единицах, пропорционален пропусканию образца  $T$ , а величина  $\lg(U^{-1})$  может быть записана в виде

$$\lg(U^{-1}) = A + D, \quad (1)$$

где  $D = -\lg T$  — оптическая плотность образца,  $A$  — некоторая постоянная.

Для исследования влияния поляризованного излучения на фотоэлектрические явления к эпитаксиальному слою через слюдяную пластинку толщиной 50 мкм прижималась обкладка статического конденсатора, с помощью которой проводились измерения конденсаторной фотоэдс при модулированном освещении [5]. Другой обкладкой служил проводящий слой  $n$ -GaAs ( $n_0 > 10^{16}$  см $^{-3}$ ).

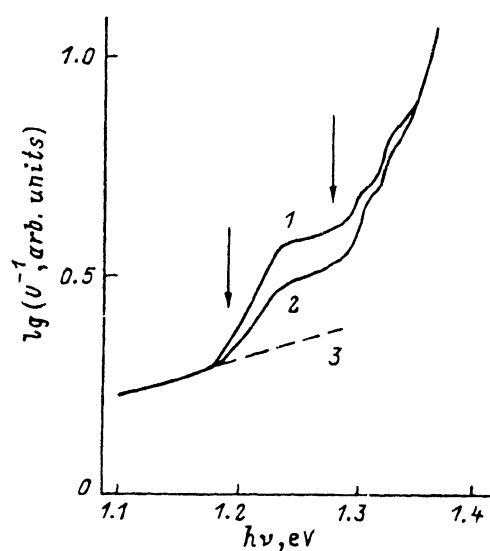


Рис. 2. Спектральная зависимость поглощения: 1 — для  $s$ -поляризации, 2 — для  $p$ -поляризации, 3 — поглощение в подложке. Стрелками показано положение пиков фотолюминесценции (рис. 3, кривая 3).

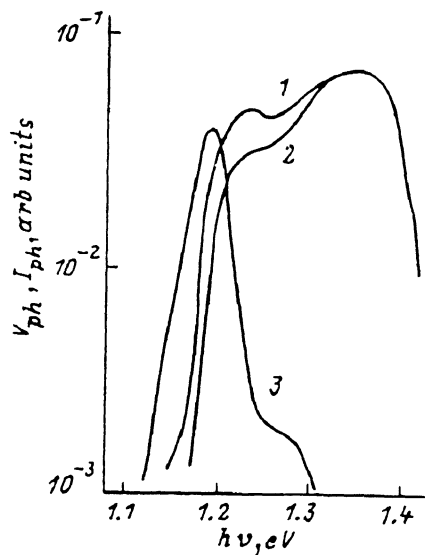


Рис. 3. Спектры конденсаторной фотоэдс: 1 — при  $s$ -поляризации, 2 —  $p$ -поляризации; 3 — спектры фотолюминесценции.

Эффективная длина собирания неосновных носителей поверхностным барьером  $L = W + L_p$ , где  $W \approx 0.3$  мкм — ширина обедненной области на поверхности и  $L_p \approx 1$  мкм — диффузионная длина дырок, превышала ширину области, в которой расположены КЯ ( $\approx 0.6$  мкм). Поэтому в генерации фотоэдс на поверхностном барьере участвовали все 8 КЯ, хотя и с разной эффективностью [5].

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектральные зависимости  $\lg(U^{-1})$  образца с КЯ для излучения  $s$ - и  $p$ -поляризации. Кривые совмещены в области примесного поглощения подложки (кривая 3).

На кривых 1, 2 видны межзонное поглощение КЯ при  $h\nu \geq 1.19$  эВ и его тонкая структура (ступени) при  $h\nu \approx 1.28$  и 1.32 эВ. Эти значения  $h\nu$  хорошо согласуются с рассчитанными по теории [6] пороговыми значениями разрешенных электронных переходов в подзонах размерного квантования  $E_{e1} - E_{hh1} = 1.188$ ,  $E_{e1} - E_{hh3} = 1.282$  и  $E_{e2} - E_{hh2} = 1.350$  эВ соответственно. Первые два перехода проявляются также в спектрах фотолюминесценции и конденсаторной фотоэдс (рис. 2, 3). Заметим, что в работе [5] ступенька на кривой фоточувствительности КЯ при  $h\nu = 1.28$  эВ была ошибочно отнесена к переходу  $E_{e2} - E_{hh2}$ . Из рис. 2 также видно, что поглощение КЯ при  $p$ -поляризации существенно меньше, чем при  $s$ -поляризации и разница уменьшается с ростом  $h\nu$ , что качественно согласуется с теорией.

При ходе луча по схеме рис. 1 пропускание образца, не содержащего КЯ, очевидно, соответствует пропусканию простого плоскопараллельного образца толщиной  $l = md / \cos 45^\circ$  при нормальном падении. Известное выражение [7] для пропускания последнего легко обобщается на случай наличия в образце  $mN$  КЯ, если пренебречь отражением от них и принять для простоты, что их коэффициент поглощения  $\beta$  одинаков и не зависит от места расположения КЯ. Соответствующее выражение имеет вид

$$T = \frac{(1-R)^2(1-\beta)^{mN}e^{-\alpha l}}{1-R^2(1-\beta)^{2mN}e^{-2\alpha l}}, \quad (2)$$

где  $R$  — коэффициент однократного отражения от границы GaAs—воздух,  $\alpha$  — коэффициент объемного поглощения подложки (объемное поглощение в эпитаксиальном слое пренебрежимо мало).

Поглощение подложки в области  $0.75 < h\nu < 1.4$  эВ определяется глубокими центрами  $EL2$  и при  $h\nu > 1.2$  эВ  $\alpha \gg 1 \text{ см}^{-1}$  для нашего образца [8]. Оценка показывает, что при  $l \approx 0.5$  см вторым слагаемым в знаменателе (2), учитывающим многократное отражение от скошенных граней, можно пренебречь. В этом приближении из (1), (2) следует, что разность между кривыми 1, 2 и экстраполированной кривой 3, для которой  $\beta = 0$ ,

$$\Delta \lg(U^{-1}) = \Delta D = -mN \lg(1-\beta) \approx 0.43mN\beta \quad (3)$$

при  $\beta \ll 1$ . Выражение (3) позволяет определить коэффициент поглощения одиночной КЯ. При  $h\nu = 1.23$  эВ  $\beta_s = 6.9 \cdot 10^{-3}$  (кривая 1),  $\beta_p = 3.7 \cdot 10^{-3}$  (кривая 2) и  $\beta_s/\beta_p = 1.8$ , что близко к теоретическому значению (2) на краю поглощения, т. е. при  $h\nu = 1.19$  эВ. Недостаточно резкий край поглощения квантовых ям, затрудняющий определение  $\beta_s/\beta_p$  ближе к краю, обусловлен, по-видимому, разбросом параметров прослоек  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (состава  $x$  и толщины) по глубине и площади эпитаксиального слоя.

Используя обычный метод теории возмущений [9], можно показать, что для кейновского закона дисперсии при нормальном падении излучения на плоскость КЯ коэффициент поглощения КЯ для электронных переходов в пределах первых подзон ( $h\nu > E_{e1} - E_{hh1}$ )

$$\beta_0 = \frac{6\pi\gamma}{\sqrt{\kappa}} \frac{E_g(E_g + \Delta) F^2}{(E_{e1} - E_{hh1})(3E_g + \Delta)} \frac{m^*}{m_0} \left( \frac{m_0}{m_e} - 1 \right), \quad (4)$$

где  $\gamma = e^2/c\hbar \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны в твердом растворе,  $\Delta$  — спин-орбитальное расщепление зон,  $F$  — интеграл перекрытия огибающих волновых функций электронов и дырок,  $m^* = m_e m_{hh}/(m_e + m_{hh})$ ,  $m_0$ ,  $m_e$ ,  $m_{hh}$  — массы свободного электрона, электрона в зоне проводимости и тяжелых дырок соответственно. Из (4) при  $E_{e1} - E_{hh1} \approx E_g$ ,  $\Delta \ll E_g$ ,  $m_e \ll m_0$ ,  $m_{hh}$ ,  $F = 1$  следует простое выражение для грубой оценки  $\beta_0$

$$\beta_0 = \frac{2\pi\gamma}{\sqrt{\kappa}}. \quad (5)$$

При  $\kappa = 10.9$   $\beta_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-2}$ .

Учет зависимости  $\beta$  от угла падения  $\varphi$  и от расстояния  $z_i$  между  $i$ -й КЯ и отражающей плоскостью приводит к следующим выражениям для усредненных по всем квантовым ямам значений  $\bar{\beta}$ , определяемых экспериментально из (3):

$$\bar{\beta}_s(\varphi) = \frac{\beta_0}{\cos \varphi} \frac{1}{2N} \sum_i^N [1 + \cos(2k_z z_i + \delta_s)],$$

$$\bar{\beta}_p(\varphi) = \beta_0 \cos \varphi \frac{1}{2N} \sum_i^N [1 + \cos(2k_z z_i + \delta_p)]. \quad (6)$$

В (6)  $k_x$  — компонентная волнового вектора световой волны,  $\delta_s$ ,  $\delta_p$  — скачки фазы при полном внутреннем отражении, определяемые выражениями

$$\operatorname{tg} \left( \frac{\delta_s}{2} \right) = - \frac{\sqrt{\sin^2 \varphi - \kappa^{-1}}}{\cos \varphi},$$

$$\operatorname{tg} \left( \frac{\delta_p}{2} \right) = \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\kappa (\kappa \sin^2 \varphi - 1)}}.$$

Численные расчеты для исследованного образца дают значения  $\beta_0 = 7.1 \cdot 10^{-3}$ ,  $\beta_s(45^\circ) = 5.0 \cdot 10^{-3}$  и  $\beta_p(45^\circ) = 2.5 \cdot 10^{-3}$ . Учитывая наличие определенных приближений в модели КЯ и погрешность определения  $\beta$  ( $\approx 20\%$ ), согласие теоретических и экспериментальных значений  $\beta_{s,p}$  можно считать удовлетворительным.

Поляризационная зависимость межзонного поглощения КЯ при наклонном падении излучения должна проявляться в фотоэлектрических явлениях. На рис. 3 приведены полученные на образце, на котором исследовалось поглощение, спектры конденсаторной фотоэДС  $V_{ph}$  для  $s$ - и  $p$ -поляризацій. Значения  $V_{ph}$  рассчитаны на один падающий фотон в относительных единицах и нормированы к одному значению в максимуме при  $h\nu \approx 1.35$  эВ, где чувствительность  $\beta$  к поляризации практически исчезает (рис. 2). Уменьшение  $V_{ph}$  при  $h\nu > 1.35$  эВ обусловлено тем, что сильно поглощаемое излучение не проникает в глубь образца и эффективная площадь конденсатора при измерении фотоэДС резко уменьшается.

Поскольку на длине собирания поверхностного барьера объемное поглощение  $\alpha (W + L_p) \ll N\beta$  и  $N\beta \ll 1$ , в области поглощения КЯ  $V_{ph} \sim N\beta$ . При  $h\nu = 1.23$  эВ отношение  $V_{ph}$  для  $s$ - и  $p$ -поляризацій составляет  $\approx 1.6$  в согласии с значением  $\beta_s/\beta_p \approx 1.8$ , полученным из данных по поглощению.

Заметим, что для прямых оптических исследований поглощения КЯ обычно требуется пропускать излучение через достаточно большой набор ям ( $\sim 10^2$ ). Конденсаторная фотоэДС в области поглощения КЯ легко измеряется даже в сильно дефектных слоях при наличии всего одной ямы [5], причем в малосигнальном режиме измерений она пропорциональна коэффициенту поглощения  $\beta$ . В связи с этим метод конденсаторной фотоэДС может быть полезен при исследовании поляризационных и других характеристик поглощения КЯ.

Авторы выражают благодарность Б. Н. Звонкову за предоставление образцов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] S. Niki, A. L. Kellner, S. C. Lin et al. Appl. Phys. Lett., 56, 475 (1990).
- [2] T. T. Woodward, T. Sizer, D. L. Sivko, A. Y. Cho. Appl. Phys. Lett., 57, 548 (1990).
- [3] Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, 524. М. (1972).
- [4] S. Jorda, V. Rossler. Superlatt. Microstruct., 8, 481 (1990).
- [5] И. А. Карпович, В. Я. Алешкин, А. В. Аншон и др. ФТП, 26, 1886 (1992).
- [6] G. Huang, D. Ji, U. K. Reddy, T. S. Henderson et al. J. Appl. Phys., 62, 3366 (1987).
- [7] Р. Смит. Полупроводники, 379. М. (1982).
- [8] И. А. Карпович, С. М. Планкина. ФТП, 26, 1313 (1992).
- [9] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория), 763. М. (1989).