

МЕЖПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ В НАПРЯЖЕННЫХ СТРУКТУРАХ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ —GaAs С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Алешкин В. Я., Аншон А. В., Бабушкина Т. С., Батукова Л. М.,
Демидов Е. В., Звонков Б. Н., Кунцевич Т. С., Малкина И. Г.,
Янькова Т. Н.

В напряженных квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных на GaAs-подложке, экспериментально обнаружено поглощение ИК излучения, обусловленное переходами электронов между подзонами размерного квантования в зоне проводимости. Наблюдалась сильная зависимость поглощения от поляризации излучения. Измерения проводились в геометрии многократного внутреннего отражения. Длины волн, соответствующие максимумам поглощения, лежат в интервале от 11.5 до 13.5 мкм. Их положение объяснено в рамках модели Кейна с учетом нерезкости гетеропереходов.

Исследование электронных переходов между подзонами размерного квантования в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) под воздействием ИК излучения важно не только для получения информации об энергетическом спектре электронов, но и для создания быстродействующих ИК фотоприемников [1] и модуляторов [2]. К настоящему времени довольно подробно изучено поглощение ИК излучения, обусловленное межподзонными переходами в зоне проводимости, в гетеропарах AlGaAs—GaAs [3], InP—InGaAs [4], InGaAs—InAlAs [5].

В настоящей работе приводятся результаты исследования ИК поглощения в структурах с напряженными КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенных на арсенид-галлиевой подложке.

Эксперимент

Структуры были выращены на полуизолирующем GaAs методом МОС гидридной эпитаксии из триметилгаллия и арсина при температуре 600—630 °C и скорости роста $2 \div 4 \text{ \AA}/\text{с}$ [6]. Толщина и состав слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ выбирались так, что в зоне проводимости КЯ находились две подзоны размерного квантования. Области GaAs, разделяющие слои твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, всегда были достаточно толсты, чтобы считать КЯ изолированными.

Для изучения зависимости межподзонных переходов от концентрации электронов были выращены структуры трех типов: 1) нелегированные КЯ (фоновая концентрация доноров $N_d \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$), 2) с легированными КЯ [концентрация германия $N_d \approx (1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$], 3) с легированными вблизи ям барьерами (толщина спейсеров 80, легированных слоев GaAs — $80 \div 1400 \text{ \AA}$, $N_d \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Число КЯ в структурах менялось от 3 до 20.

Измерения поглощения проводились в геометрии полного внутреннего отражения (см. вставку на рис. 1). Для этого излучение заводилось в образец и выходило из него через торцы, которые образуют угол 45° с основанием. Число проходов света через КЯ в наших измерениях со-

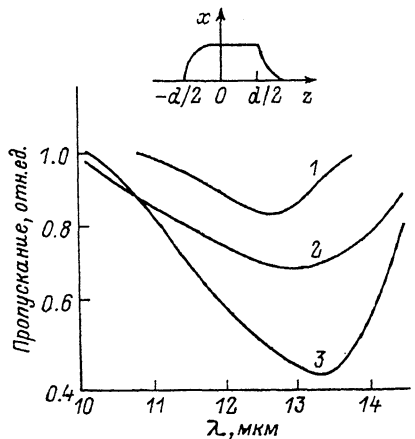
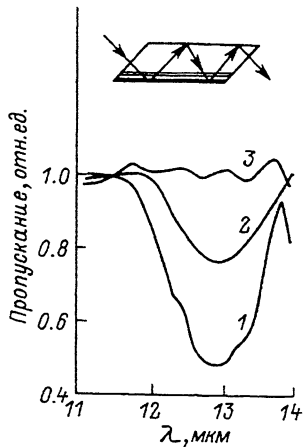


Рис. 1. Зависимость пропускания ИК излучения от длины волны для разных поляризаций (структура 299).

Рис. 2. Зависимость пропускания от длины волны для структур 307 (1), 388 (2), 344 (3).

1 — E лежит в плоскости падения, 2 — неполяризованное излучение, 3 — E перпендикулярно плоскости падения. На вставке изображен ход луча в структуре.

На вставке изображена зависимость молярной доли In в квантовой яме от z.

ставляло от 3 до 11 раз. Измерения проводились на спектрометре ИКС-21, сопряженном с ЭВМ.

Для того чтобы исключить вклад подложки в поглощение, после измерения исходной структуры КЯ удалялись травлением, а затем проводилось второе измерение. После этого интенсивности прошедшего излучения делились друг на друга. На рис. 1 показаны результаты измерений для неполяризованного и поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях излучений. На рис. 2 приведены зависимости пропускания для структур с нелегированными (кривая 1), легированными ямами (кривая 2) и легированными барьерами (кривая 3). В таблице приведены результаты ИК измерений нескольких структур с КЯ различных толщин и составов.

Модель

Расчет энергетического спектра электронов и вероятностей переходов под воздействием излучения в квантовой яме, границы которой перпендикулярны оси z, проводился в упрощенной модели Кейна. Упрощение сводилось к пренебрежению в гамильтониане слагаемыми $\sim k^2$ и членами, появляющимися из-за отсутствия центра инверсии в кристалле. Тогда в базисе: $(Sa + iS\beta k_+ / k) / \sqrt{2}$, $[(X + iY)\alpha + ik_+^2 (X - iY)\beta / k^3] k_- / 2k$, $i(Za + iZ\beta k_+ / k) / \sqrt{2}$, $[i(X + iY)\alpha + (X - iY)\beta k_+ / k] / 2$, $(Sa - iS\beta k_+ / k) / \sqrt{2}$, $[(X + iY)\alpha - ik_+^2 (X - iY)\beta / k^3] k_- / 2k$, $i(Za - iZ\beta k_+ / k) / \sqrt{2}$, $[i(X + iY)\alpha - (X - iY)\beta k_+ / k] / 2$, где $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$, $k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, $Sa, X\alpha, Y\alpha, Za, S\beta, X\beta, Y\beta, Z\beta$ — блоховские функции [7], гамильтониан имеет блочный вид

$$H = \begin{vmatrix} H_+ & 0 \\ 0 & H_- \end{vmatrix};$$

$$H_{\pm} = \begin{vmatrix} E_c, \frac{Pk}{\sqrt{2}}, & iPk_z, & \pm \frac{Pk}{\sqrt{2}} \\ \frac{Pk}{\sqrt{2}}, E_v', & 0, & 0 \\ -iPk_z, 0, E_v' - \frac{\Delta'}{3} + \frac{2\sqrt{2}}{3}G, & \frac{G}{3} - \frac{\sqrt{2}\Delta'}{3} & \\ \pm \frac{Pk}{\sqrt{2}}, 0, & \frac{G}{3} - \frac{\sqrt{2}\Delta'}{3}, E_v' - \frac{2\Delta'}{3} - \frac{2\sqrt{2}}{3}G & \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где $E_v' = E_v + a(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) + b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz})$, $E_v'' = E_v' - 2b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz})$, $\Delta' = \Delta - b \times (\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz})$, $G = \sqrt{2}b(\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx})$; E_c — положение дна зоны проводимости, E_v , Δ — положение потолка валентной зоны и величина спин-орбитального расщепления в отсутствие напряжения; $k_z = -i\partial/\partial z$, k — волновой вектор в плоскости КЯ, $P = -\hbar^2 \langle S\alpha | \partial/\partial x | X\alpha \rangle m_0$, m_0 — масса свободного электрона, ϵ_{ij} — компоненты тензора деформаций, $\epsilon_{zz} = -2C_{12}\epsilon_{xx}/C_{11}$, C_{ij} — упругие модули, $a = (C_{11} + 2C_{12})(\partial E_g/\partial p)/3$, $\partial E_g/\partial p$ — производная от ширины запрещенной зоны по давлению, b — постоянная. Так как постоянные зависят от молярной доли In в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, которая меняется вдоль оси z , гамильтониан (1) неэрмитовый. Для того чтобы сделать его эрмитовым, сделаем замену: $Pk_z \Rightarrow \{Pk_z\}/2 = -i(P\partial/\partial z + \partial P/\partial z)/2$.

Волновая функция имеет вид

$$\psi = \begin{vmatrix} \psi_+ \\ \psi_- \end{vmatrix},$$

где ψ_{\pm} удовлетворяют уравнениям

$$H_{\pm}\psi_{\pm} = E\psi_{\pm}. \quad (2)$$

Спектр двукратно вырожден, H_{\pm} соответствуют одинаковые энергии.

Удобно вместо компонент волновой функции ψ_i ввести $u_i = \sqrt{P}\psi_i$. Для них получается следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} & \left[E_c - E + \frac{P^2k^2(E + \Delta/3 + \sqrt{2}G/3 - E_v'/2 - E_v)}{(E - E_v')(E + 2\Delta'/3 + 2\sqrt{2}G/3 - E_v')} \right] u_1 + \\ & + P \frac{\partial}{\partial z} u_3 \pm \frac{Pk(G - \sqrt{2}\Delta')}{3\sqrt{2}(E + 2\Delta'/3 + 2\sqrt{2}G/3 - E_v')} u_3 = 0, \\ & - P \frac{\partial}{\partial z} u_1 \pm \frac{Pk(G - \sqrt{2}\Delta')}{\sqrt{2}(E + 2\Delta'/3 + 2\sqrt{2}G/3 - E_v')} u_1 + \\ & + \frac{[G^2 + (E_v' - E)\Delta' - (E_v'' - E)^2]}{(E + 2\Delta'/3 + 2\sqrt{2}G/3 - E_v')} u_3 = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$u_2 = \frac{Pk}{\sqrt{2}(E_c - E_v')} u_1,$$

$$u_4 = \left[\frac{Pk}{\sqrt{2}} u_1 + \frac{(G - \sqrt{2}\Delta')}{3} u_3 \right] / (E + 2\Delta'/3 + 2\sqrt{2}G/3 - E_v').$$

При вычислении спектра для нахождения зависимостей параметров $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от x использовались результаты [8] (применялась линейная интерполяция для всех параметров, кроме E_g , для которого употреблялась квадратичная интерполяция), полагалось также, что

Результаты ИК измерений структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}$

№ структуры	$N, \text{см}^{-2}$	$x, \%$	$d, \text{А}$	$\omega_{\text{exp}}, \text{мЭВ}$	$\omega_{T1}, \text{мЭВ}$	$\omega_{T2}, \text{мЭВ}$	$\lambda, \text{А}$	$\mu, \text{мЭВ}$	Число КЯ
299	$5 \cdot 10^{11}$	30	84	95	95	95	0	4.5	10
307	10^{11}	32	70	98	116	100	15	5.5	8
308	$5 \cdot 10^{10}$	34.5	53	105	140	118	15	5.5	8
387	$8 \cdot 10^{11}$	35	53	102	144	118	15	9.5	3
388	$1.4 \cdot 10^{12}$	32	68	98	120	108	15	9.5	3
389	$1.5 \cdot 10^{12}$	33	75	98	115	105	10	8.5	3
402	10^{12}	36.5	49	111	150	120	15	15	3
344	$2 \cdot 10^{12}$	33	72	92	118	103	15	8	15

Примечание. Структуры 299—308 с нелегированными и 387—402 с легированными ямами, 344 — с легированными барьерами. Энергии минимума ИК прохождения, определенные из эксперимента (ω_{exp}), вычисленные в модели резких гетеропереходов (ω_{T1}) и с учетом размытия гетеропереходов (ω_{T2}); μ — половина ширины минимума ИК прохождения на уровне 0.5.

$$p^2 = \frac{3\hbar^2 E_g (E_g + \Delta)}{2m(3E_g + \Delta)},$$

где m — масса электронов в зоне проводимости. Закон изменения x полагался следующим [9] (см. вставку на рис. 2):

$$x = 0, \quad z < -d/2,$$

$$x = x_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-z - d/2}{\lambda}\right) \right], \quad -d/2 < z < d/2,$$

$$x = x_0 \left[\exp\left(\frac{-z + d/2}{\lambda}\right) - \exp\left(\frac{-z - d/2}{\lambda}\right) \right], \quad z > d/2,$$

где λ — характерная ширина гетерограницы, которая служила подгоночным параметром при согласовании экспериментально полученной длины волны максимума ИК поглощения и расчетной.

Для вычисления поглощения необходимы матричные элементы операторов \hat{x} и \hat{y} (из симметрии видно, что квадраты матричных элементов \hat{x} и \hat{y} равны). Из численных расчетов для наших структур следует, что матричный элемент перехода между нижней и первой возбужденной подзонами размерного квантового зоны проводимости $|z_{12}| \approx (0.25 \div 0.3)d$. Можно показать, если $E_2 - E_1 \ll E_g$, то $|y_{12}| \approx 8\sqrt{2}|G - \sqrt{2}\Delta|d/27\pi^2(E_g + 2\Delta/3 + 2\sqrt{2}G/3)^{-1}$ и в нашем случае $|y_{12}| \approx 0.01d$ ($G \ll \Delta$). Поэтому имеется сильная зависимость ИК поглощения от поляризации падающего излучения. y_{12} отличен от нуля из-за непараболичности спектра электронов в зоне проводимости, что уже отмечалось в других работах, например в [10, 11] для ненапряженных КЯ. Отметим, что в узкозонных полупроводниках, где $\Delta \gg E_g$, непараболичность спектра электронов в зоне проводимости более выражена, чем в полупроводниках, где $\Delta \ll E_g$, в таких системах $|y_{12}| \approx 0.09d$ и зависимость поглощения от поляризации не столь сильна.

Положение и ширина минимума прохождения ИК излучения определяются z -компонентой проводимости КЯ:

¹ Эта формула является обобщением на случай напряженных структур выражения для x_{12} в бесконечной прямоугольной яме, полученного в [10].

$$\sigma_{zz}(\omega) = -\frac{ie^2\omega}{\pi^2\hbar d} \int d^2k \frac{\omega_{21}(k) |z_{12}|^2 (f_1 - f_2)}{[\omega_{21}^2 - \omega^2 - 2i\omega\nu]}, \quad (4)$$

где ν — частота релаксации фазы, $f_{2,1}(k)$, $\hbar\omega_{21}(k)$ — вероятности заполнения и разность энергий состояний с волновым вектором k в верхней и нижней подзонах соответственно. Поскольку для наших структур характерная энергия электронов внутри подзоны значительно меньше энергии между подзонами, можно положить $f_2 = 0$ и $z_{12}(k) = z_{12}(0) = z_{12}$, а электроны внутри каждой из подзон характеризовать своей эффективной массой m_i . Тогда

$$\omega_{21} = \frac{\hbar k^2}{2} (m_2^{-1} - m_1^{-1}) + \omega_0 = \frac{E_1}{\hbar} \left(\frac{m_1}{m_2} - 1 \right) + \omega_0,$$

где $\omega_0 = \omega_{21}(k=0)$. В нашем случае $(1 - m_1/m_2) \approx 0.1$. Выражение (4) можно представить в виде

$$\sigma_{zz}(\omega) \approx -\frac{2i\omega\omega_0 |z_{12}|^2 N}{\hbar d [(\omega_0 - \omega_m)^2 - \omega - 2i\omega\nu]},$$

где $\omega = (1 - m_1/m_2) \bar{E}_1/\hbar$, \bar{E}_1 — характерная энергия движения в нижней подзоне (для невырожденного газа $\bar{E}_1 \sim T$, а для полностью вырожденного $\bar{E}_1 = E_F/2$, E_F — расстояние от дна нижней подзоны до уровня Ферми), N — поверхностная концентрация электронов в КЯ. Таким образом, непараболичность закона дисперсии электронов приводит к сдвигу в длинноволновую область максимума ИК поглощения с увеличением концентрации электронов в КЯ. Как известно [12], эффект деполаризации приводит к смещению максимума ИК поглощения в коротковолновую область, так что эти два механизма противодействуют друг другу. Расчетная величина деполаризационного сдвига в исследованных структурах не превышала 10 мЭВ, а $\hbar\omega_m \ll 3$ мЭВ.

Любопытно, что для вырожденного электронного газа в КЯ отношение величины деполаризационного сдвига к сдвигу за счет непараболичности не зависит от концентрации электронов и равно

$$\frac{\omega_D}{\omega_m} = \frac{e^2 m_1 |z_{12}|^2}{\epsilon_\infty d \hbar^2 (1 - m_1/m_2)},$$

где ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость.

Ширина максимума ИК поглощения может определяться как процессами рассеяния, так и непараболичностью спектра электронов. В последнем случае эта ширина равна $(1 - m_1/m_2)T/\hbar$, когда электронный газ невырожден, и $(1 - m_1/m_2)E_F/\hbar$ в случае вырождения. Наблюдаемые в наших образцах ширины максимума ИК поглощения в несколько раз превосходят эти величины, поэтому доминирующую роль в уширении линии поглощения играет рассеяние. Отметим, что в этом случае полуширина максимума ИК поглощения по уровню 0.5 равна ν .

Обсуждение

Из рис. 1 хорошо видно, что для излучения, в котором есть компонента электрического поля вдоль оси z , имеется минимум прохождения (кривые 1, 2), а если она равна нулю, то минимум отсутствует (кривая 3). Как уже отмечалось выше, сильная зависимость прохождения от поляризации — следствие «почти» параболичности закона дисперсии электронов в зоне проводимости. Несколько мелких минимумов на кривой 3, вероятно, связаны с процессами трехфононного поглощения в GaAs.

В таблице приведены измеренные характеристики для нескольких образцов и результаты теоретических расчетов. Видно, что положение максимума ИК

поглощения, рассчитанное для резких границ ($\lambda = 0$), лежит, как правило, в более коротковолновой области. Причина этого, как нам представляется, — нерезкость гетерограниц из-за поверхностной сегрегации атомов III группы в процессе роста структур [8]. Если полагать, что величина размытия гетерограниц $\lambda \approx (10 \div 15) \text{ \AA}$, то теоретические расчеты лучше согласуются с экспериментально наблюдаемыми. Другой вероятной причиной такого рассогласования может быть разброс толщины КЯ по площади (для наших структур он составляет $10 \div 15\%$). Поскольку в местах с большей толщиной выше концентрация электронов в КЯ, велик их вклад в ИК поглощение, а расстояние между подзонами размерного квантования в таких «утолщениях» меньше, чем в среднем по образцу.

Из рис. 2 видно, что при росте концентрации N увеличиваются глубина и ширина минимума ИК прохождения. Для нелегированных КЯ ширине минимума соответствует $\nu \approx 7 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, что можно объяснить рассеянием электронов из верхней подзоны в нижнюю за счет испускания оптических фононов. Наиболее широкий минимум наблюдался в структурах с легированными ямами. Типичное значение половины ширины минимума прохождения составляло для таких структур $\sim 9 \text{ мэВ}$, соответствующая частота $\nu \approx 1.4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, которая, вероятно, обусловлена межподзонным рассеянием электронов на заряженных примесях. Отметим, что и неоднородность КЯ по толщине приводит к дополнительному уширению пика поглощения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Levine B. F., Malik R. J., Walker J. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1987. V. 50. P. 237.
- [2] Frolich S. D., Will R., Schlapp W. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 59. P. 1749.
- [3] Kane M. J., Emeny M. T., Apsley N., Withehouse C. R. // *Superlatt. Microstruct.* 1989. V. 5. P. 587—589.
- [4] Kane M. J., Taylor L. L., Apsley N., Bass S. J. // *Semicond. Sci. Techn.* 1988. V. 3. P. 586—589.
- [5] Asai H., Kawamura Y. // *Appl. Lett.* 1990. V. 56. N 8. P. 746—748.
- [6] Алешкин В. Я., Бабушкина Т. С., Демидов Е. В., Звонков В. Н., Малкина И. Г. // Тез. докл. VII Всес. симп. «Глазма и неустойчивости в полупроводниках». Паланга, 1989. Ч. 1. С. 124—127.
- [7] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [8] Huang G., Ji D., Reddy U. K., Henderson T. S. et al. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. N 8. P. 3366—3373.
- [9] Moison J. M., Cuille C., Houzay F. et al. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 40. N 9. P. 6149—6162.
- [10] Шик А. Я. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1843—1847.
- [11] Takada Y. // *J. Phys. Soc. Japan.* 1981. V. 50. N 6. P. 1998—2005.
- [12] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.

Исследовательский физико-технический институт при ГУ
им. Н. И. Лобачевского
Нижний Новгород

Получена 12.05.1991
Принята к печати 23.10.1991