

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ИНФРАКРАСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СТРУКТУРЕ ИЗ ДВУХ ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ

© В.С.Виноградов, Л.К.Водопьянов, С.П.Козырев, А.С.Игнатъев

Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия
(Поступила в Редакцию 22 января 1996 г.)

Межподзонные переходы в структурах GaAs-AlGaAs с парами туннельно-связанных квантовых ям (КЯ) исследовались в работах [1-4]. Данная работа отличается от предшествующих следующими особенностями. В ней исследуется структура с единичной парой КЯ. Наблюдаются переходы из двух заполненных подзон в третью, пустую. Поскольку частоты переходов близки друг к другу, осуществляется ситуация сильно взаимодействующих осцилляторов. Характерная для этого случая сложная форма полосы поглощения анализируется с помощью дисперсионных формул.

Образцы изготавливались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке «Цна-18». Структуры выращивались на подложках из полуизолирующего GaAs (001) с разориентацией 3° в плоскости (110). Температура подложки в процессе роста составляла 620°C . Отношение потока As к потоку Ga равнялось 20. КЯ легировались Si с концентрацией $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Характеризация образцов проводилась с помощью фотолюминесценции. При $T = 77 \text{ K}$ наблюдались линии от КЯ 1.5975, 1.6322 eV и барьера 1.9132 eV, что соответствует составу $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0.29$.

Изменения ИК-поглощения проводились на дифракционном вакуумном спектрометре с разрешением 2 cm^{-1} . Для усиления слабого эффекта поглощения на единичной паре КЯ использовались образцы, изготовленные в волноводной геометрии. Они имели вид призм толщиной 0.3 mm, длиной 3.5 mm со скошенными под 45° краями. При таких параметрах луч пересекал КЯ 12 раз.

В эксперименте измерялась величина $\ln(I_0/I) \equiv Y$, где I_0, I — интенсивности излучения, прошедшего через образцы одинаковой формы без КЯ и с КЯ соответственно. На рис. 1 представлена функция $Y(\omega)$.

Экспериментальная зависимость $Y(\omega)$ анализировалась с помощью выражения (см. [5])

$$Y(\omega) = 2(\omega/c)\varepsilon'_\infty \text{Im}(1/\varepsilon) (\sin^2 \theta / \cos \theta) Dm, \quad (1)$$

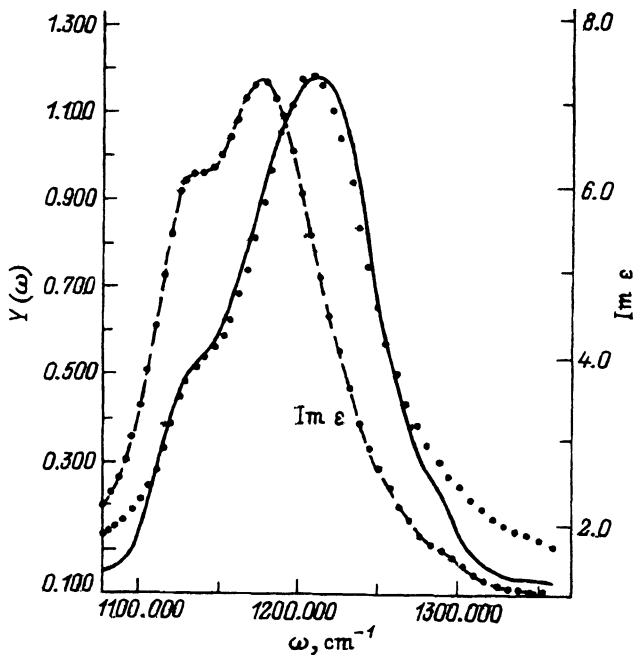


Рис. 1. Зависимость поглощения $Y(\omega) = \ln(I_0/I)$ от частоты. Сплошная кривая — эксперимент, точки — модельный расчет. Функция $\text{Im} \epsilon(\omega)$ — модельный расчет.

где ϵ_∞ , $\epsilon \equiv \epsilon_{zz}$ — диэлектрические проницаемости барьера и КЯ соответственно, D — общая ширина КЯ без барьера, m — число проходов луча через КЯ, $\sin^2 \theta$ дает компоненту электрического поля, перпендикулярную плоскости КЯ, $1/\cos^2 \theta$ описывает увеличение пути луча через КЯ при наклонном его падении ($\theta = 45^\circ$). Диэлектрическая функция КЯ бралась в виде

$$\epsilon = \epsilon_\infty \left\{ 1 + \frac{\varphi_a \omega_a^2}{\omega_a^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_a} + \frac{\varphi_b \omega_b^2}{\omega_b^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_b} \right\}, \quad (2)$$

где

$$\varphi_i = f_i (\omega_{pi}/\omega_i)^2, \quad \omega_{pi}^2 = 4\pi e^2 n_i / m^* \epsilon_\infty,$$

$$f_i = 2\omega_i m^* |z_i|^2 / \hbar, \quad n_i = (k_{Fi}^2 / 2\pi D) \theta(\epsilon_F - \epsilon_i), \quad (i = a, b),$$

z_i — матричный элемент перехода i , k_{Fi} , ϵ_i — импульс Ферми и энергия дна подзоны — начального состояния для перехода i , m^* — эффективная масса электрона в GaAs.

Подгонкой теоретической зависимости (1), (2) под экспериментальную были определены параметры (2): $\omega_a = 1180 \text{ cm}^{-1}$ (146.32 meV), $\varphi_a = 0.0459$, $\gamma_a = 95 \text{ cm}^{-1}$ (11.78 meV), $\omega_b = 1126 \text{ cm}^{-1}$ (139.62 meV), $\varphi_b = 0.0083$, $\gamma_b = 40 \text{ cm}^{-1}$ (4.96 meV). При этом использовались значения $\epsilon_\infty = 10.9$, $D = 120 \text{ \AA}$, $m = 12$. Теоретическая кривая изображена на рис. 1. На этом же рисунке представлена рассчитанная функция $\text{Im} \epsilon$.

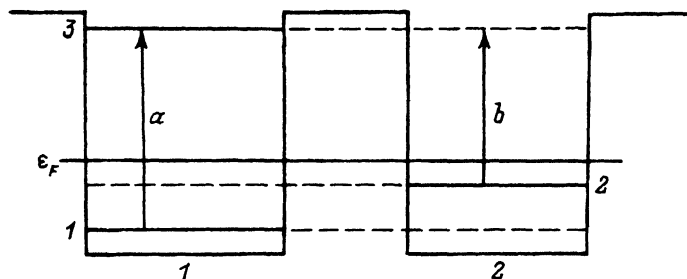


Рис. 2. Энергетическая схема структуры.
 a, b — наблюдаемые переходы.

С использованием (2) и полученных значений параметров были рассчитаны частоты, соответствующие полюсам функции $1/\epsilon$: $\Omega_a = 151.06$ meV, $\Omega_b = 138.66$ meV. При слабом взаимодействии осцилляторов a и b выполняются неравенства $\Omega_i > \omega_i$ ($i = a, b$). В нашем случае осцилляторы сильно взаимодействуют, а их частоты существенно зависят не только от сил осцилляторов φ_i , но также и от затуханий γ_i . Поэтому неудивительно, что для осциллятора b имеет место обратное неравенство $\Omega_b < \omega_b$.

С использованием данных фотолюминесценции и полученных значений частот переходов были определены ширины ям L_1 , L_2 и ширина барьера L_b . Мы пользовались программой расчета энергий и волновых функций многоямной системы, не учитывающей многоэлектронные эффекты. Поэтому рассчитанные по программе энергии и частоты переходов сравнивались со значениями частот Ω_a , Ω_b (а не ω_a , ω_b), так как есть основания считать, что в них многоэлектронные добавки в значительной мере компенсируются поляризационными [5]. Так, определенные параметры структуры имеют величины $L_1 = 65$ Å, $L_b = 40$ Å, $L_2 = 55$ Å. Энергии уровней, отсчитанные от дна ямы, равны $E_1 = 59$ meV, $E_2 = 74.6$ meV, $E_3 = 209$ meV. Частоты переходов $\omega_{13} = 150$ meV, $\omega_{23} = 134.4$ meV весьма близки к Ω_a и Ω_b . Схема структуры и ее уровней изображена на рис. 2.

Из данных эксперимента оценим также отношение матричных элементов $|z_b/z_a|$. Из определений ω_{pi}^2 и ϵ_F следует $(\omega_{pb}/\omega_{pa})^2 = 1 - \hbar(\omega_a - \omega_b)/\epsilon_F$, где уровень Ферми отсчитывается от дна нижней подзоны. При $n = 10^{18}$ cm⁻³ $\epsilon_F = 39.6$ meV и $(\omega_{pb}/\omega_{pa})^2 = 0.88$. Из определений φ_i и их экспериментальных значений получим $|z_b/z_a| = 0.456$. Значение $|z_b/z_a| = 0.431$, рассчитанное по программе, близко к экспериментальному.

Мы благодарим В.В.Капаева за предоставление программы расчетов уровней многоямных структур.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-04634).

Список литературы

- [1] Choi K.K., Levine B.F., Bethea C.G., Walker J., Malik R.J. Phys. Rev. **B39**, 8029 (1989).
- [2] Vojdani N., Vinter B., Berger V., Böckenhoff E., Costard E. Appl. Phys. Lett. **59**, 555 (1991).
- [3] Tidrow M.Z., Choi K.K., Lee C.Y., Chang W.H., Towner F.J., Ahearn J.S. Appl. Phys. Lett. **64**, 1268 (1994).
- [4] Akiyama H., Sugawara H., Kadoya Y., Lorke A., Tsajino S., Sakaki H. Appl. Phys. Lett. **65**, 424 (1994).
- [5] Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys. **54**, 2 (1982). (Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М. (1985)).