

## ОСОБЕННОСТИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В СТРУКТУРАХ GaAs/AlAs СО СПАРЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*В.А.Гайслер, Д.А.Тэннэ, А.О.Говоров, Н.Т.Мошегов, А.И.Торопов, А.П.Шебанин*

*Институт физики полупроводников Сибирского Отделения РАН  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 23 ноября 1992 г.

Представлены результаты исследования как нерезонансного, так и резонансного комбинационного рассеяния света на продольных оптических фононах в структурах GaAs/AlAs со спаренными квантовыми ямами. Специфика формы огибающих электронных волновых функций и потенциалов, создаваемых фононами, позволила впервые пронаблюдать в нерезонансных условиях рассеяние одновременно как на нечетных, так и на четных локализованных LO-фононах. Отсутствие в спектре резонансного комбинационного рассеяния пиков, соответствующих нечетным фононам, объясняется проявлением дополнительного механизма рассеяния – фрелиховского взаимодействия, индуцированного дефектами, приводящего к доминированию в спектрах четных мод.

Как известно, в сверхрешетках GaAs/AlAs происходит локализация оптических фононов в слоях одного материала<sup>1-3</sup>. В спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) это явление проявляется в виде ряда пиков, частоты которых соответствуют частотам оптических фононов объемного материала при значениях волнового вектора

$$q = \frac{m\pi}{(n+1)a_0}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где  $a_0$  – толщина монослоя GaAs,  $n$  – число монослоев<sup>1,2</sup>. В сверхрешетках GaAs/AlAs, выращенных в направлении (001), в геометрии обратного рассеяния  $z(x, y)\bar{z}$  (ось  $z$  перпендикулярна слоям сверхрешетки) в нерезонансных условиях в спектрах КРС проявляются только нечетные локализованные LO-фононы ( $m = 1, 3, 5, \dots$ ). Рассеяние на четных фононах наблюдается в параллельной геометрии  $z(x, x)\bar{z}$  в резонансных условиях<sup>1-3</sup>. В данной статье мы сообщаем о наблюдении в нерезонансных условиях рассеяния одновременно как на нечетных, так и на четных локализованных LO-фононах в сверхрешетке GaAs/AlAs со спаренными квантовыми ямами.

Нами было проведено исследование как нерезонансного, так и резонансного КРС в образцах структуры, состоящей из 40 периодов (GaAs)<sub>12</sub>(AlAs)<sub>3</sub>(GaAs)<sub>12</sub>(AlAs)<sub>12</sub>, каждый период представлял собой две квантовые ямы GaAs, разделенные тонким барьером AlAs, а также обычной сверхрешетки (GaAs)<sub>12</sub>(AlAs)<sub>12</sub> (образцы А и В соответственно). Оба образца были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установках, разработанных в ИФП СО РАН, на подложках GaAs с ориентацией (001). Толщины слоев контролировались в процессе роста путем регистрации осцилляций интенсивности зеркального рефлекса при дифракции быстрых электронов на отражение. Спектры КРС в нерезонансных условиях записывались при возбуждении светом аргонового лазера с длиной волны 514,5 нм при температуре

77 К в геометрии квазиобратного рассеяния  $z(x, y)\bar{z}$ . Для наблюдения резонансного КРС использовался перестраиваемый лазер на  $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Ti}$ , накачиваемый аргоновым лазером. Спектры резонансного КРС записывались в параллельной геометрии  $z(x, x)\bar{z}$ .

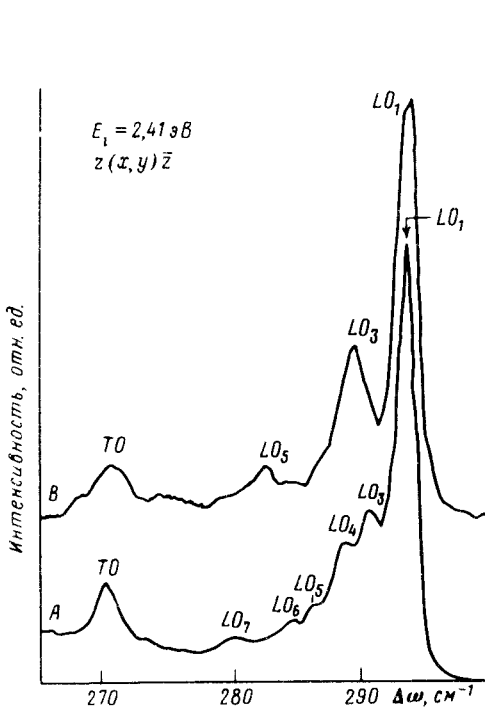


Рис.1

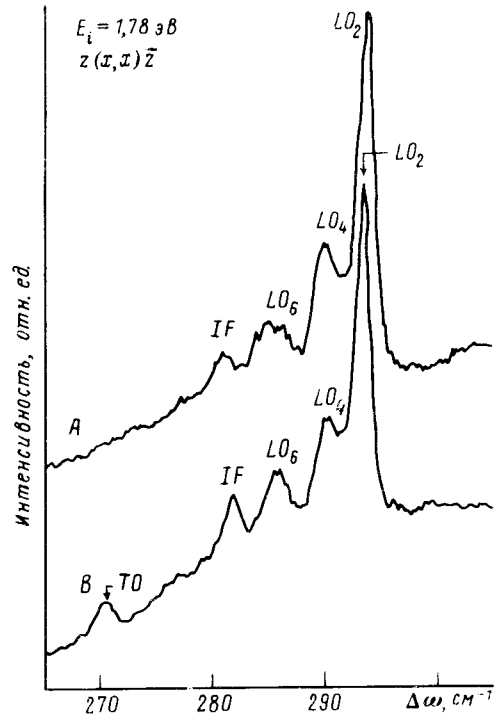


Рис.2

Рис.1. Спектры нерезонансного КРС образцов *A* и *B*

Рис.2. Спектры КРС образцов *A* и *B* в резонансных условиях

На рис.1 представлены спектры КРС образцов *A* и *B* в нерезонансных, а на рис.2 – в резонансных условиях. Спектры образца *B* соответствуют вышеупомянутым правилам отбора: в геометрии  $z(x, y)\bar{z}$  в нерезонансных условиях наблюдаются нечетные локализованные фононы  $LO_1, LO_3, LO_5$ , а в параллельной геометрии в условиях резонанса – четные фононы  $LO_2, LO_4, LO_6$ , а также интерфейсные (IF) фононы. В образце *A* в спектре резонансного КРС также проявляются четные и интерфейсные фононы, однако спектр нерезонансного КРС содержит пики, соответствующие как нечетным, так и четным локализованным  $LO$ -фононам. (разность частот  $LO_1$  и  $LO_2$  фононов составляет всего  $0,2\text{см}^{-1}$ , поэтому их не удалось разрешить).

Появление в спектре нерезонансного КРС образца *A* пиков, соответствующих как нечетным, так и четным локализованным  $LO$ -фононам, объясняется следующим. Интенсивность КРС для процесса с испусканием одного фонона пропорциональна следующему выражению <sup>4</sup>:

$$W_{fi} = \sum_{\alpha, \beta} \frac{\langle f | \hat{H}_{E-R} | \alpha \rangle \langle \alpha | \hat{H}_{E-P} | \beta \rangle \langle \beta | \hat{H}_{E-R} | i \rangle}{(\hbar\omega_s - E_\beta + i\Gamma_\alpha)(\hbar\omega_i - E_\alpha + i\Gamma_\beta)}. \quad (2)$$

Здесь  $\omega_i$ ,  $\omega_s$  – частоты падающего и рассеянного света. Процесс рассеяния от начального состояния ( $|i\rangle$ ) к конечному ( $|f\rangle$ ) происходит через промежуточные состояния электронно-дырочных пар  $|\alpha\rangle$  и  $|\beta\rangle$ , которые имеют энергии  $E_{\alpha,\beta}$  и ширины  $\Gamma_{\alpha,\beta}$ .  $\hat{H}_{E-R}$  и  $\hat{H}_{E-P}$  – гамильтонианы взаимодействия электронов и дырок с излучением и фононами соответственно. Гамильтониан электрон-фононного взаимодействия можно записать в виде  $\hat{H}_{E-P} = \hat{H}_{DP} + \hat{H}_F$ , где  $\hat{H}_{DP}$  – взаимодействие через деформационный потенциал,  $\hat{H}_F$  – фрелиховское взаимодействие, связанное с макроскопическими электрическими полями, создаваемыми  $LO$ -фононами <sup>3,4</sup>.

Электронная (дырочная) волновая функция  $\Phi_{e(h)}$  может быть представлена в виде произведения быстро меняющейся блоховской функции  $u_{e(h)}$ , медленно меняющейся огибающей  $\Psi_{n_{e(h)}}$ , описывающей локализацию вдоль направления  $z$  электронов (дырок) в  $n_{e(h)}$  – подзоне, и плоской волны, описывающей свободное движение параллельно плоскости квантовой ямы (координаты  $x, y$ ):

$$\Phi_{e(h)} \sim e^{i\mathbf{k}_{e(h)}\mathbf{r}_{xy}} u_{e(h)}(\mathbf{r}) \Psi_{n_{e(h)}}(z). \quad (3)$$

Вышеупомянутые правила отбора выводятся из симметрии огибающих электронных волновых функций  $\Psi_{n_{e(h)}}(z)$  и создаваемых фононами потенциалов (деформационных или фрелиховских) относительно плоскости, проходящей через центр ямы. В образце  $A$  имеются две квантовые ямы GaAs, разделенные барьером AlAs толщиной 3 монослоя. Для фононов этот барьер является достаточно толстым (глубина проникновения  $LO$ -фонона GaAs в слой AlAs составляет  $\sim 1$  монослой), и смещения атомов, а следовательно и создаваемые фононами потенциалы имеют практически такой же вид, как и для одной изолированной ямы, сохраняя симметрию относительно центра каждой из ям в отдельности. Электроны же легко могут проникать через барьер в 3 монослоя, и их огибающие волновых функций имеют симметрию всей системы в целом, то есть относительно плоскости, проходящей через центр тонкого AlAs-барьера. Таким образом, правила отбора нарушаются, и в спектрах КРС как в нерезонансных, так и в резонансных условиях должны проявляться и четные, и нечетные локализованные  $LO$ -фононы.

Отсутствие в спектре образца  $A$  в условиях резонанса пиков, соответствующих нечетным модам, как мы полагаем, вызвано тем, что существует более сложный механизм рассеяния, включающий кроме электрон-фононного взаимодействия упругое рассеяние электрона на примесях, дефектах или разупорядоченностях гетерограниц (фрелиховское взаимодействие, индуцированное дефектами) <sup>4,5</sup>. При этом участвующий в рассеянии фонон имеет отличную от нуля компоненту волнового вектора  $q_{xy}$ , параллельную слоям квантовой ямы. Этот двойной процесс рассеяния в резонансных условиях может доминировать над процессом, описываемым формулой (2) <sup>5</sup>. Подтверждением проявления этого механизма является наличие в спектрах резонансного КРС обоих образцов пиков, соответствующих интерфейсным фононам, которые также имеют отличную от нуля составляющую  $q_{xy}$ .

Наличие у фонона компоненты волнового вектора, параллельной слоям квантовой ямы, может существенно влиять на интенсивности рассеяния на локализованных  $LO$ -фононах с различными номерами  $m$ . Частоты нечетных фононов в отличие от четных зависят от направления волнового вектора даже при значениях  $q \rightarrow 0$  <sup>6</sup>, так что пики, соответствующие нечетным модам, могут быть сдвинуты в сторону низких частот и существенно уширены. Это

является возможным объяснением того, что мы не наблюдали их в спектрах резонансного КРС образца А.

Таким образом, в данной работе сообщается о первом наблюдении в структуре GaAs/AlAs со спаренными квантовыми ямами в нерезонансных условиях КРС одновременно как на нечетных, так и на четных локализованных LO-фононах. Нарушение правил отбора связано с особенностями симметрии огибающих электронных волновых функций и потенциалов, создаваемых фононами. Однако мы не наблюдали появления нечетных фононов в спектре резонансного КРС, что объясняется наличием дополнительного механизма рассеяния – фрелиховского взаимодействия, индуцированного дефектами, в который вовлекаются фононы с отличной от нуля компонентой волнового вектора, параллельной слоям структуры. Проявление этого механизма в резонансных условиях приводит к тому, что в спектрах КРС доминируют четные локализованные LO-фононы.

Авторы выражают благодарность Фонду Сороса за частичную поддержку данной работы.

- 
1. B.Jusserand and M.Cardona, In: Light Scattering in Solids V. Eds. by M.Cardona and G.Cüntherodt. Heidelberg: Springer, 1989, p.49.
  2. M.Cardona, Superlattices and Microstructures 5, 27 (1989).
  3. A.K.Sood, J.Menéndez, M.Cardona, and K.Ploog, Phys. Rev. Lett. 54, 2111 (1985).
  4. J.Menéndez and M.Cardona, Phys. Rev. B 31, 3696 (1985).
  5. W.Kauschke, A.K.Sood, M.Cardona, and K.Ploog, Phys. Rev. B 36, 1612 (1987).
  6. H.Rücker, E.Molinari, and P.Lugli, Phys. Rev. B 45, 6747 (1992).