

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 62, ВЫПУСК 8
25 ОКТЯБРЯ, 1995

Журнал поддерживается в 1995 году Российским фондом фундаментальных исследований по проекту № 95-02-91030.

Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.8, стр.611 - 615

© 1995г. 25 октября

**КВАЗИПороГОВЫЙ ХАРАКТЕР ПОГЛОЩЕНИЯ ДАЛЬНЕГО
ИК СВЕТА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaSb/InAs/GaSb**

А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов, С.В.Иванов, Я.В.Терентьев

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 13 сентября 1995 г.

Обнаружено квазипороговое возрастание поглощения дальнего ИК света в полуметаллической квантовой яме GaSb/InAs/GaSb. Наблюдаемый эффект связывается с существованием в энергетическом спектре таких структур области квазитрехмерных электронных состояний, расположенной вблизи уровня Ферми. Предложенная модель подтверждается также сильной температурной зависимостью поглощения.

Отличительная особенность квантовых ям на основе гетеропереходов II рода, в частности GaSb/InAs/GaSb, состоит в том, что часть разрешенных состояний электронов в яме лежит на фоне сплошного спектра валентной зоны GaSb. Это приводит к двум важным следствиям. Во-первых, электронный газ в яме оказывается сильно вырожденным. Во-вторых, как будет показано в настоящей работе, в электронном спектре возникает область квазитрехмерных состояний. С последним обстоятельством мы связываем обнаруженный нами квазипороговый характер поглощения дальнего ИК излучения, а также его сильную температурную зависимость.

В экспериментах использовались структуры с одиночной квантовой ямой GaSb/InAs/GaSb, выращенные методом молекулярной эпитаксии на (001)-ориентированных подложках GaAs. Ширина ямы составляла 200 Å, а толщина верхнего слоя GaSb была выбрана равной 1200 Å, что позволило устранить влияние поверхностного потенциала. Концентрация и подвижность электронов определялись из холловских измерений, и их типичные значения составляли соответственно $1.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$; $2.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и

$2.2 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$. В исследуемых структурах внутри ямы имелось сильное встроенное электрическое поле, существование которого проверялось путем наблюдения биений в осцилляциях Шубникова – де Гааза. Геометрия эксперимента показана на вставке к рис.1. Внешнее магнитное поле B лежало в плоскости 2D слоя. Возбуждающее излучение, источником которого служил импульсный D_2O -лазер с оптической накачкой ($\lambda = 385 \text{ мкм}$), падало нормально к плоскости образца. Измерялся фотогальванический ток, возникающий в плоскости образца перпендикулярно направлению B . В геометрии эксперимента он описывается феноменологическим соотношением $j_i/I \sim \alpha(I)\chi_{ikl}n_k B_l$, где I – интенсивность, $\alpha(I)$ – коэффициент поглощения света, χ_{ikl} – тензор третьего ранга, конкретный вид которого определяется механизмом фототока, n_k – единичный вектор, параллельный встроенному полю.

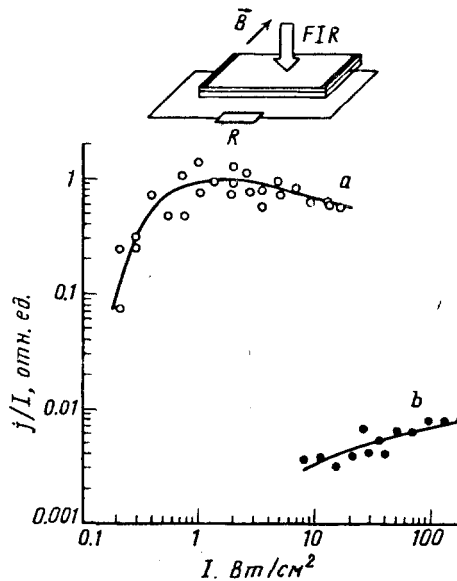


Рис.1. Зависимость нормированного фототока от интенсивности излучения ($\lambda = 385 \text{ мкм}$, $B = 1.6 \text{ Тл}$): а – $T = 4.2 \text{ К}$; б – $T = 250 \text{ К}$. На вставке изображена геометрия эксперимента

На рис.1 приведена зависимость величины j/I от интенсивности света при $T = 4.2 \text{ К}$ и $T = 250 \text{ К}$. Видно, что при гелиевой температуре она имеет квази-пороговый характер. Значение I , при котором происходит резкое возрастание коэффициента поглощения, весьма мало и составляет примерно $0.2 \text{ Вт}/\text{см}^2$. При $T = 250 \text{ К}$ поглощение относительно слабо зависит от I .

Для объяснения полученного результата был проведен расчет энергетического спектра электронов в рамках модели Кейна. При этом мы для простоты не учитывали спин-орбитального расщепления валентных зон обоих полупроводников. Соответствующие уравнения Шредингера для InAs (индекс 1) и GaSb (индекс 2) имеют вид

$$E u_1 = -i\hbar\gamma(\vec{\nabla} \cdot \mathbf{v}_1), \quad (E - \Phi)u_2 = -i\hbar\gamma(\vec{\nabla} \cdot \mathbf{v}_2),$$

$$(E + E_{g1})v_1 = -i\hbar\gamma\vec{\nabla} u_1, \quad (E - \Phi + E_{g2})v_2 = -i\hbar\gamma\vec{\nabla} u_2.$$

Здесь u_1, u_2 и v_1, v_2 – огибающие волновых функций s - и p -типа, E_{g1}, E_{g2} – ширины запрещенных зон для InAs и GaSb, Φ – расстояние между краями зон проводимости этих полупроводников, γ – кейновский матричный элемент.

Энергия E отсчитывается от дна зоны проводимости InAs. Энергетическая диаграмма структуры изображена в левой части рис.2.

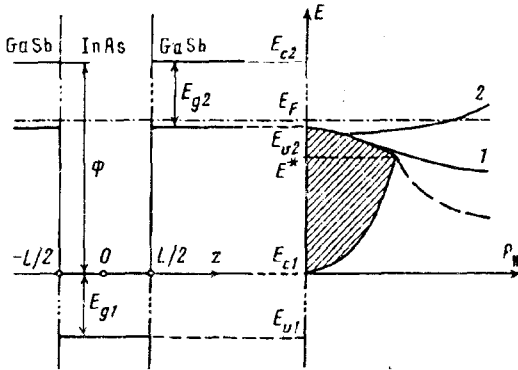


Рис.2

Рис.2. Зонная диаграмма и энергетический спектр квантовой ямы GaSb/InAs/GaSb. Заштрихованная область отвечает квазитрехмерным состояниям электронов в яме. Кривые 1 и 2 – первый и второй уровни размерного квантования. Пунктирная линия – уровень поверхностных состояний

Рис.3. Зависимость фототока от температуры образца при $I = 15 \text{ Вт/см}^2$ ($\lambda = 385 \text{ мкм}$, $B = 1.6 \text{ Тл}$)

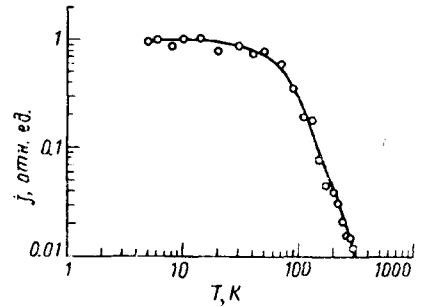


Рис.3

В дальнейшем мы будем считать, что ось z перпендикулярна плоскости ямы. Граничные условия на интерфейсах, согласно [1], таковы:

$$u_2|_{z=\pm L/2} = u_1|_{z=\pm L/2}, \quad v_{z2}|_{z=\pm L/2} = v_{z1}|_{z=\pm L/2},$$

где L – ширина квантовой ямы. Совместное решение этих уравнений приводит к следующим результатам. В интервале энергий $E_{c1} \leq E \leq E_{v2}$ существует область, которая отвечает квазитрехмерным состояниям с волновыми функциями, осциллирующими за пределами квантовой ямы. На энергетическом спектре (см. правую часть рис.2) эта область заштрихована. Ее границы определяются уравнениями

$$E = \Phi - \frac{E_{g2}}{2} - \sqrt{\frac{E_{g2}^2}{4} + \gamma^2 p_{\parallel}^2} \quad \text{при} \quad E^* < E < E_{v2},$$

$$E = -\frac{E_{g1}}{2} + \sqrt{\frac{E_{g1}^2}{4} + \gamma^2 p_{\parallel}^2} \quad \text{при} \quad E_{c1} < E < E^*,$$

где p_{\parallel} – составляющая импульса электрона в плоскости ямы. При $E_{g1} = 0.4 \text{ эВ}$, $E_{g2} = 0.8 \text{ эВ}$ и $\Phi = 0.95 \text{ эВ}$ значение E^* составляет примерно 0.1 эВ . Пунктирная линия изображает уровень, которому отвечают состояния, локализованные на границах ямы. Эти состояния аналогичны исследованным в [1] для случая одиночного гетероперехода II рода. В достаточно широкой яме, а именно при условии

$$-\frac{E_{g1}}{2} + \sqrt{\frac{E_{g1}^2}{4} + \frac{\gamma^2 \hbar^2 \pi^2}{2mL^2}} < \Phi - E_{g2}$$

(здесь m – масса электрона в InAs), имеется уровень размерного квантования, изображенный на рис.2 кривой 1. При условии

$$-\frac{E_{g1}}{2} + \sqrt{\frac{E_{g1}^2}{4} + \frac{4\gamma^2 \hbar^2 \pi^2}{2mL^2}} < \Phi - E_{g2}$$

существует еще один уровень размерного квантования, которому отвечает кривая 2. Используя значение $m = 0.023 m_0$, нетрудно увидеть, что в яме с шириной более 160 \AA имеются оба уровня размерного квантования. Нижний из них, как и уровень поверхностных состояний, целиком лежит под уровнем Ферми, и заполняющие его электроны не принимают участия в процессах проводимости и поглощения. Зона квазитрехмерных состояний при низких температурах также целиком заполнена электронами. Второй же уровень размерного квантования заполнен лишь частично, электронный газ на нем сильно вырожден, и именно он отвечает за полуметаллические свойства квантовой ямы GaSb/InAs/GaSb¹⁾.

Обсудим теперь экспериментальные результаты, основываясь на полученном энергетическом спектре. Начнем с гелиевых температур. В этом случае уровень Ферми лежит несколько выше потолка валентной зоны GaSb и, следовательно, вершины области квазитрехмерных состояний. Поэтому в отсутствие разогрева электронного газа указанная область полностью заселена и переходы электронов внутри нее невозможны. Поглощение происходит за счет непрямых переходов внутри второго уровня размерного квантования. С увеличением интенсивности света электронный газ разогревается и появляются вакансии вблизи вершины области квазитрехмерных состояний. Вследствие этого становятся возможными прямые оптические переходы внутри этой области. При таких переходах продольный импульс электрона p_{\parallel} не изменяется, а увеличение энергии сопровождается изменением поперечного импульса p_{\perp} . Последнее возможно за счет сильного взаимодействия электрона с интерфейсами. Очевидно, что вероятность таких переходов значительно превышает вероятность непрямых переходов, вследствие чего поглощение должно резко возрасти.

При $T = 250 \text{ K}$ ситуация существенно иная. Простые оценки показывают, что в этом случае уровень Ферми в объемных слоях GaSb и, следовательно, во всей системе лежит приблизительно на 100 мэВ выше потолка валентной зоны GaSb. Количество вакансий в области квазитрехмерных состояний теперь мало и определяется главным образом температурой решетки. Поэтому коэффициент поглощения оказывается значительно меньше, чем в случае низких температур, и не зависит от интенсивности.

Изложенные соображения хорошо согласуются с температурной зависимостью j , приведенной на рис.3. Видно, что в диапазоне температур от 4.2 до 70 K поглощение практически не зависит от T , а при увеличении температуры от 80 до 300 K – падает на два порядка. Это объясняется следующим образом. При низких температурах положение уровня Ферми слабо зависит от температуры и при $T < 70 \text{ K}$ он располагается вблизи края валентной

¹⁾ Известно, что металлические свойства ямы пропадают при толщинах менее 75 \AA , что заметно отличается от указанной нами цифры 160 \AA . Возможно, такое расхождение связано с тем, что в своих расчетах мы не учитывали спин-орбитального расщепления валентных зон, изгиба энергетических зон вблизи гетерограниц и встроенного электрического поля в яме

зоны GaSb. В такой ситуации количество вакансий в зоне квазитрехмерных состояний, вследствие разогрева, сравнительно велико и практически не зависит от температуры решетки. При более высоких температурах уровень Ферми быстро поднимается вверх и количество вакансий, а следовательно, и поглощение резко уменьшаются²⁾.

В заключение отметим, что ранее в работе [3] был рассчитан спектр ямы CsSb/InAs/GaSb в рамках модели Кона–Латтинжера. Полученный там результат отличается от классического тем, что уровни размерного квантования оказываются несколько уширенными и образуются комбинированные электронно-дырочные состояния. Однако применение модели Кейна к исследуемой системе представляется нам более адекватным. Главный результат нашего расчета, выполненного пока без учета тяжелых дырок, состоит в появлении зоны квазитрехмерных состояний электронов. Влияние тяжелых дырок, по нашему мнению, приведет, как и в [3], лишь к некоторому уширению и сдвигу уровней размерного квантования. Подчеркнем также, что полученный нами спектр не противоречит основным известным в настоящее время экспериментальным фактам.

Авторы благодарны Р.А.Сурису и И.Д.Ярошецкому за полезные обсуждения. Работа частично финансировалась Международным научным фондом (грант NU5000), Международным научным фондом и правительством России (грант NU5300), Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-05044-а), а также в рамках российской программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-001).

-
1. Р.А.Сурис, ФТП **20**, 2008 (1986).
 2. А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов, С.В.Иванов и др., ФТП **29**, 557 (1995).
 3. M.Altarelli, J.C.Maan, L.L.Chang, and L.Esaki, Phys. Rev. **B35**, 9867 (1987).

²⁾Ранее в работе [2] нами был предложен другой механизм падения j с увеличением E_F . Однако в рамках этого механизма не удается объяснить зависимость поглощения от интенсивности света.