

## ВЛИЯНИЕ КВАНТОВАНИЯ В ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА НА СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ

*Н.Н.Овсяк, М.Н.Синюков*

В спектрах электроотражения германия впервые наблюдались особенности связанные с влиянием размерного квантования в области пространственного заряда полупроводника на межзонные оптические переходы.

Для достаточно тонких слоев пространственного заряда, сравнимых по толщине с длиной волны подвижных носителей, движение этих носителей в направлении перпендикулярном поверхности оказывается квантованным, что приводит к образованию двумерных поверхностных под-

зон. Дюком [1] была развита теория оптических переходов в состоянии такой размерно-квантованной зоны, согласно которой электрическое поле пространственного заряда вводит серию уширенных ступенек в зависимость коэффициента поглощения от частоты при межзонных переходах. Каждая из этих ступенек описывается спектральной функцией  $G(\omega, E_n)$  для сферических зон имеющей вид

$$G(\omega, E_n) \approx \frac{2}{\pi} (r_m E_n) \int_0^{\hbar\omega - E_g - E_n} \frac{E^{1/2} dE}{(E + r_m E_n)^2} =$$

$$= \frac{2}{\pi} \left[ \arctg \left( \frac{(\hbar\omega - E_g - E_n)^{1/2}}{r_m E_n} \right) - \frac{[r_m E_n (\hbar\omega - E_g - E_n)]^{1/2}}{\hbar\omega - E_g - E_n + r_m E_n} \right], \quad (1)$$

где  $E_n$  — энергия  $n$ -го квантового уровня,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\hbar\omega$  — энергия кванта,  $r_m$  равно  $m_c / m_v$  или  $m_v / m_c$  в случае квантования зоны проводимости или валентной зоны, соответственно.

Приведенная плотность состояний в этом случае, ответственная за межзонные оптические переходы может быть записана в виде соотношения:

$$\rho_{cv}(\omega, E_n) \sim \sum_n G(\omega, E_n) H(\hbar\omega - E_g - E_n), \quad (2)$$

где  $H(\hbar\omega - E_g - E_n)$  — единичная ступенчатая функция.

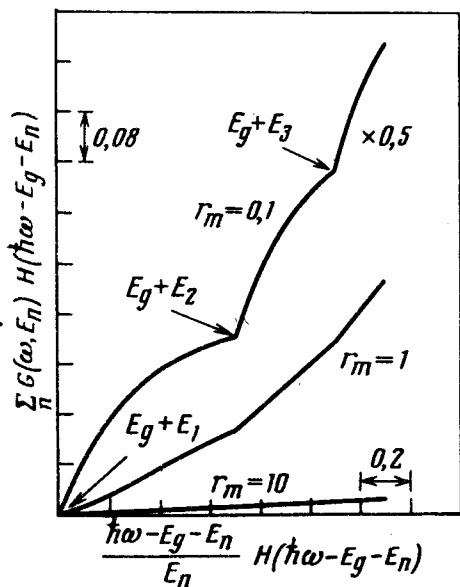


Рис.1. Приведенная плотность состояний с учетом квантования для разных отношений эффективных масс  $r_m$

Из (1) видно, что приведенная плотность состояний будет состоять из острых ступенек при  $r_m \rightarrow 0$ , а при увеличении  $r_m$  ступеньки будут сглаживаться. На рис.1 для случая германия с учетом квантования в области пространственного заряда (ОПЗ) изображена приведенная плотность состояний для разных отношений эффективных масс носителей,

заряда, которые могут принимать участие в межзонных переходах в центре зоны Бриллюэна. Если квантуется зона проводимости  $r_m$  равно 0,1 и 1 для переходов из зоны тяжелых и легких дырок, соответственно, если же квантуется валентная зона, то для этих же переходов  $r_m$  равно 10 и 1. Видно, что при энергиях фотона равных  $E_g + E_n$  в функции приведенной плотности состояний для  $r_m = 0,1$  отчетливо наблюдаются особенности, для  $r_m = 1$  эти особенности менее отчетливы и для  $r_m = 10$  они исчезают совсем. Слабо выраженные особенности, такие как в случае  $r_m = 1$ , будут усиливаться и вероятно смогут быть экспериментально зарегистрированы при использовании дифференциальной методики электроотражения (ЭО).

Для этой цели удобным объектом исследования является барьер Шоттки на германии у которого под слоем металла присутствует туннельно-тонкий слой естественного окисла такой толщины, что квантовые уровни уже могут существовать, а неосновные носители просачиваются сквозь него и не экранируют электрическое поле. Такие образцы имеют очень высокую однородность электрического поля на глубине формирования отраженного луча света, что является важным для записи качественных спектров ЭО, так как в неоднородном поле особенности в спектрах сглаживаются и становятся неразличимыми [2]. Методика эксперимента и способ приготовления образцов описаны в работе [3].

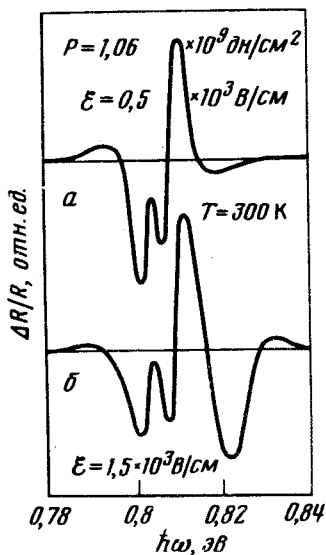


Рис.2. Спектр ЭО германия при приложении к образцу одноосной деформации (а) и спектр ЭО барьера Шоттки при наличии квантования (б)

Хорошие барьеры Шоттки получаются на  $n$ -Ge, причем изгибать зоны в ОПЗ можно лишь в сторону обеднения, т.е. у нас могло осуществляться квантование только валентной зоны. Очевидно, что в этом случае вырождение зон легких и тяжелых дырок при  $k = 0$  должно сниматься. Чтобы продемонстрировать, что вырождение снимается, мы сравнили один из наших спектров при малых полях (рис.2, б) со спектром ЭО полученным при приложении к образцу одноосной деформации, заведомо снимающей вырождение (рис.2, а) [4]. Видно, что как и в спектре

с одноосной деформацией в нашем спектре основной пик при  $E_g = 0,8$  эВ расщепился на два. Следует отметить, что уровни отстоящие друг от друга на величину меньшую в четыре раза, чем величина  $kT$  разрешаются достаточно хорошо.

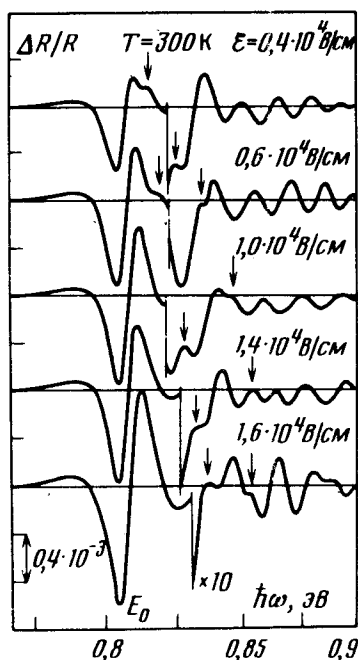


Рис.3. Спектры ЭО барьера Шоттки на германии при разных значениях поля в ОПЗ. Стрелками указаны положения дополнительных особенностей

Если увеличивать напряженность электрического поля, то величина снятия вырождения увеличивается и особенности связанные с квантованием сдвигаются в сторону больших энергий. На рис.3 приведены спектры ЭО при увеличении напряженности электрического поля в которых наблюдается движение этих особенностей (они указаны стрелками). При снятии вырождения в точке  $k = 0$  эффективные массы зон легких и тяжелых дырок сложным образом перемешиваются и становятся отличными от их объемных значений. Задача отыскания величин эффективных масс при квантовании "гофрированных" дырочных зон пока не решена. Поэтому, зная величину напряженности электрического поля в спектрах и используя модель треугольной потенциальной ямы, мы нашли, что энергии особенностей в спектрах совпадают с энергетическими положениями первых двух уровней для зоны с эффективной массой равной  $(0,04 \pm 0,01) m_0$ . Такое значение эффективной массы с хорошей точностью совпадает с объемной массой зоны легких дырок, если аппроксимировать поверхности постоянной энергии средними сферами.

Следует отметить, что вторая особенность в спектре с  $\mathcal{E} = 1.6 \cdot 10^4$  В/см сдвинулась меньше, чем следует из расчета. Это может быть связано с тем, что потенциальная яма раскрывается быстрее, чем треугольная, которая использовалась при расчете.

Периоды осцилляций в спектрах ЭО и форма "биений" которая наблюдается в них, являются чувствительными функциями приведенных масс зон легких и тяжелых дырок и их отношений [3]. Видно, что осциллиру-

ющие части в спектрах, начиная с  $\mathcal{E} = 1,4 \cdot 10^4$  В/см, резко изменяют свою форму, что указывает на изменение масс зон легких и тяжелых дырок. Особенности связанных с переходами из квантованной зоны тяжелых дырок не наблюдалось, так как из рис.1 видно, что функция приведенной плотности состояний для  $r_m = 10$  не имеет особенностей. Кроме этого, для разрешения квантовых уровней в спектрах ЭО необходимо, чтобы расстояние между ними было больше, чем величина неопределенности вводимая электрическим полем в положение энергетических уровней и равная  $\hbar\theta = (e^2 \mathcal{E}^2 \hbar^3 / 2 \mu_{\parallel})^{1/3}$ , где  $\mathcal{E}$  — напряженность электрического поля,  $\mu_{\parallel}$  — приведенная масса вдоль электрического поля. Это условие выполняется для зоны легких дырок и не выполняется для зоны тяжелых дырок.

Авторы выражают благодарность В.Н.Овсюку за обсуждение результатов.

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
15 июля 1980 г.

### Литература

- [1] С.В.Дук. Phys. Rev., 159, 632, 1967.
- [2] И.Г.Неизвестный, Н.Н.Овсюк, М.П.Синюков. Письма в ЖЭТФ, 24, 393, 1976.
- [3] Н.Н.Овсюк, М.П.Синюков. ЖЭТФ, 75, 1075, 1978.
- [4] G.Bordure, C.Alibert, M.Averous. In Proc. of 11-th Intern. Conf. Phys. Semicond. Warszawa, p. 1426, 1972.