

## КВАНТОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОТРАЖЕННОГО СВЕТА ОТ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ПОЛУПРОВОДНИКА

Ж.Р.Паносян, З.А.Касаманян, А.Р.Маилян,  
Г.Ш.Шмавонян

Обнаружено новое явление – квантование угла вращения плоскости поляризации отраженного света в зависимости от длины волны падающего излучения в приповерхностном слое кубического кристалла CdTe. С его помощью обнаружены независимо квантованные подзоны тяжелых и легких дырок в инверсионном слое *n*-CdTe.

Использованный нами способ формирования размерно квантованных состояний в инверсионном слое *n*-CdTe, что позволяет обнаружить также квазидвумерные поверхностные экситоны, заключается в следующем. На сколотой в воздухе поверхности CdTe проводилась хемосорбция атомов кислорода под действием света от лампы накаливания при 85 К. В процессе адсорбции на разных стадиях образования монослоя, зависящего от продолжительности освещения, регистрировался спектр отражения под углом падения  $12^\circ$ . На рис. 1 приведены результаты для CdTe с *n*-типом проводимости с концентрацией электронов

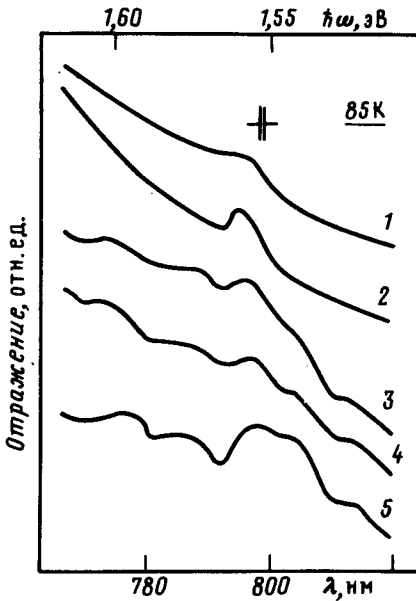


Рис. 1

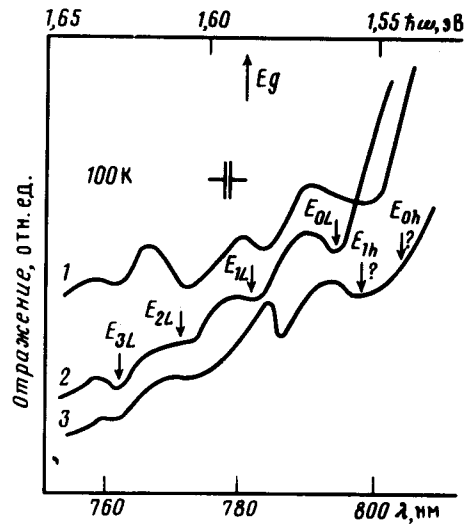


Рис. 2

Рис. 1. Спектры отражения под углом  $12^\circ$  *n*-CdTe в зависимости от времени освещения в атмосфере кислорода (час): 1 – 0,4; 2 – 0,75; 3 – 1; 4 – 1,3; 5 – 2,8

Рис. 2. Спектры отражения под углом  $75^\circ$  *n*-CdTe после четырехчасового освещения: 1 – неполяризованный свет, 2 – *p*-поляризованный и 3 – *s*-поляризованный

$4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и с подвижностью  $5680 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Одновременно регистрировалось изменение поверхностного сопротивления. На основании этих измерений можно заключить, что закрепление уровня Ферми и образование инверсионного слоя на поверхности *n*-CdTe происходит на самом начальном этапе хемосорбции кислорода. (Металлические контакты, нанесен-

ные на поверхность, образуют барьер  $\sim 1$  эВ независимо от работы выхода металла). Продолжительное освещение поверхности в присутствии кислорода, по-видимому, необходимо для формирования монослоя хемосорбированного кислорода, создающего более однородный потенциальный рельеф по всей освещаемой поверхности. При этом более отчетливо начинают проявляться минимумы отражения, а их сдвиг ( $\sim 3$  мэВ) в сторону больших энергий незначителен. Под действием приповерхностного электрического поля создается анизотропия оптических свойств в приповерхностном слое CdTe согласно эффекту Франца—Келдыша.

Для идентификации полученных минимумов отражения был использован линейно поляризованный свет падающий под углом  $75^\circ$  к нормали поверхности  $n$  (рис. 2). При поляризации  $E \parallel n$  (р-поляризация), согласно правилам отбора, оптические переходы с участием подзон тяжелых дырок запрещены. Серию минимумов, наблюдаемых при р-поляризации (кривая 2), мы связываем с квазидвумерными поверхностными экситонами, образующимися из-за кулоновского взаимодействия электронов в двумерной поверхностной подзоне с легкими дырками в размерно квантованных подзонах инверсионного слоя<sup>1</sup>. Расположение минимумов отражения соответствует энергетическому спектру квантованных подзон легких дырок и описываются известным соотношением:

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_p} \right)^{1/3} \left[ \frac{3\pi e F_s}{2} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad i = 0, 1, 2, 3, \quad (1)$$

где  $m_p$  — эффективная масса дырок по направлению  $n$ ,  $F_s$  — эффективное электрическое поле на поверхности. При s-поляризации не удалось разрешить минимумы, соответствующие квантованным тяжелым дыркам ( $E_{0h}$ ,  $E_{1h}$ ) ожидаемым в области  $797 \div 804$  нм (кривая 3).

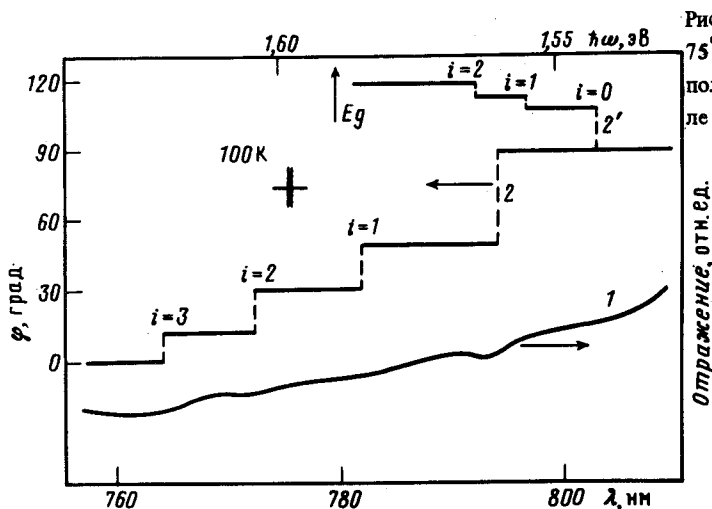


Рис. 3. Спектры отражения под углом  $75^\circ$  (1) и угла поворота плоскости р-поляризации (2 и 2') для n-CdTe, после освещения в течение 1 часа

Спектр наклонного отражения от поверхности, подвергнутой предварительному воздействию света в течение 1 часа, сначала регистрировался неполяризованным светом (рис. 3, кривая 1). Затем два поляризатора размещались до и после образца CdTe и регистрировалась интенсивность отраженного света в зависимости от угла поворота  $\varphi$  второго поляризатора относительно первого (рис. 3, кривая 2). При падении — поляризованного света на образец максимальная интенсивность отражения регистрировалась в области  $\lambda \approx 750 \div 760$  нм при угле  $\varphi = 0$ , т. е. отраженный свет остается р-поляризованным. Однако, при  $\lambda = 764$  нм максимум интенсивности отражения получается при  $\varphi = 12^\circ$ , при этом происходит скачкообразный поворот угла плоскости поляризации. Второй скачок на величину  $\varphi = 18^\circ$  происходит при 772,2 нм, третий при 782,1 нм и наибольший скачок  $\varphi = 42^\circ$  при

794,4 нм. Скачкообразные повороты угла  $\varphi$  (показанные пунктирами) происходят в узком интервале  $\Delta\lambda \lesssim 0,1$  нм. Выявить детальный ход  $\varphi$  в этом интервале не представляется возможным, т. к. погрешность использованной методики имеет тот же порядок. Энергии соответствующие длинам волн  $\lambda$ , при которых происходят скачки угла  $\varphi$ , с хорошей точностью описываются формулой (1) для легких дырок ( $m_{pl} = 0,135 m_0$ ) и дают значения для  $F_s = 3,3 \cdot 10^4$  В/см. Оценка толщины инверсионного слоя в приближении треугольной потенциальной ямы, согласно  $z_i = 2E_i/3eF_s$ , что дает значения  $z_0 = 6$  нм и  $z_3 = 19$  нм.

Далее в области  $790 \div 804$  нм одновременно с вышеописанными наблюдаются скачки угла вращения плоскости поляризации при 803,4; 797,2 и 792,4 нм при изменении угла  $\varphi$  от  $90$  до  $120^\circ$ . Однако, интенсивность отраженного света для этой серии значительно слабее, чем для первой (рис. 3, кривая 2'). Соответствующие значения энергии описываются соотношением (1) с эффективными массами тяжелых дырок  $m_{ph} = 1,4 m_0$ , что согласуется с оценками <sup>3</sup>. В итоге с помощью измерений скачков угла вращения плоскости поляризации при отражении впервые обнаружены размерно квантованные тяжелые дырки в CdTe.

Итак, обнаруженное квантованное вращение плоскости поляризации отраженного света точно описывает энергетический спектр квантованных состояний в приповерхностном слое CdTe. Применение этого нового метода показало, что его чувствительность значительно превышает чувствительность известных методов. Об этом свидетельствует обнаружение размерного квантования тяжелых дырок в CdTe, в то время как это не удается делать по спектрам поглощения <sup>2</sup> и отражения, не принимающего во внимание вращения плоскости поляризации (рис. 2).

Аналогичное квантование вращения угла плоскости поляризации при отражении наблюдается и при 300 К и в других областях спектра, например, при  $\lambda = 810 \div 890$  нм.

### Литература

1. Паносян Ж.Р., Касамаян З.А., Машлян А.Р., Шмавонян Г.Ш. Тезисы докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кишинев, 1988, 2, 119.
2. Андро Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М: Мир, 1985.
3. Бабаев Н.А., Багаев В.С., Гапонов С.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 524.

Поступила в редакцию  
3 января 1989 г.