

УДК 548.0:535.33

©1993

ВЛИЯНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ НА ЭКСИТОННЫЕ СПЕКТРЫ НАКЛОННОГО ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА КРИСТАЛЛОВ CdSe

А.С.Батырев, Н.В.Карасенко, А.В.Селькин

Исследован характер изменения спектров наклонного отражения света от кристаллов CdSe ($T = 4.2$ К) в области экситонного резонанса $A(n = 1)$ в зависимости от продолжительности электронной бомбардировки поверхности образцов. По мере увеличения толщины приповерхностного переходного слоя, обусловленного электронной бомбардировкой, наблюдается изменение формы p -поляризованного спектра наклонного отражения, антикоррелирующее с изменением формы спектра при нормальном падении света.

Известно, что приповерхностные переходные слои оказывают существенное влияние на формирование контуров экситонного отражения света (КЭОС) (см., например, [1]). Проявление таких слоев в КЭОС достаточно подробно исследовано для случая нормального падения света на поверхность полупроводника. В гораздо меньшей степени анализировалась роль приповерхностной переходной области в формировании экситонных спектров наклонного отражения света. Вместе с тем при определенных условиях в спектрах наклонного отражения могут наблюдаться яркие качественные эффекты, связанные со свойствами приповерхностного слоя [2,3] (например, специфический экситонный эффект Брюстера [3]). Весьма информативным оказывается количественный анализ таких спектров.

Принципиальные качественные черты формирования КЭОС при наличии приповерхностного слоя следуют из простейшей аппроксимации последнего так называемым «мертвым» (безэкситонным) слоем (МС) [4]. Обычно МС рассматривается как прозрачная диэлектрическая пленка толщиной l с диэлектрической постоянной ϵ_0 . На границе раздела МС-кристалл в принципе могут реализовываться разные граничные условия для амплитуд поляризации, магнитного и электрического полей [5]. Однако наиболее сильное влияние на КЭОС оказывает толщина МС, которая может быть изменена каким-либо поверхностно-чувствительным воздействием.

Так, облучение кристаллов A_2V_6 и A_3V_6 низкоэнергетическими (в несколько кэВ) электронами позволяет плавно изменять толщину МС, что в случае нормального падения света (при малых углах падения φ) сопровождается известным эффектом обращения КЭОС [1].

Что касается наклонного падения света на поверхность полупроводника, такого рода эффекты до сих пор не исследовались.

1. Экспериментальные результаты

В настоящей работе мы провели исследования спектров наклонного отражения света в области низшего экситонного резонанса $A(n=1)$ в кристаллах CdSe, подвергнутых разным дозам облучения электронами с энергией до 5 кэВ. Измерения выполнялись на монокристаллических пластинках CdSe, характеризующихся исходными (до облучения) спектрами нормального отражения «стандартного» вида (с основным максимумом в длинноволновой части спектра с узким пиком (spike) в области частоты ω_L продольного состояния экситонов).

Образцы загружались в специальный криостат, позволявший подвергать их электронной бомбардировке и измерять спектры при температуре кристалла $T = 4.2$ К. Спектры регистрировались от грани кристалла, содержащей в своей плоскости гексагональную ось C , в p -компоненте поляризации ($E \perp C$), в направлении распространения света $K \perp C$. Угол падения мог изменяться от 8 до 85° . Спектральное разрешение во всех опытах было не хуже 0.6 \AA .

На рис. 1 изображены спектры экситонного отражения света кристаллов CdSe при $T = 4.2$ К в случаях нормального $\varphi = 8^\circ$ (а) и наклонного скользящего $\varphi = 83^\circ$ (б) падения до (1) и после (2) облучения электронами с энергией 5 кэВ в течение 24 мин. Как видно из этого рисунка, КЭОС и характер его трансформации под влиянием электронной бомбардировки существенно определяются углом падения света. В случае нормального падения света длительная электронная бомбардировка приводит к обращению КЭОС (рис. 1, а, кривая 2), что является следствием увеличения толщины МС при электронной бомбардировке. При скользящем падении также происходит обращение КЭОС, но при этом он возвращается к виду, близкому к стандартному (рис. 1, б, кривая 2), характерному для нормального отражения света от исходного образца (ср. с рис. 1, а, кривая 1).

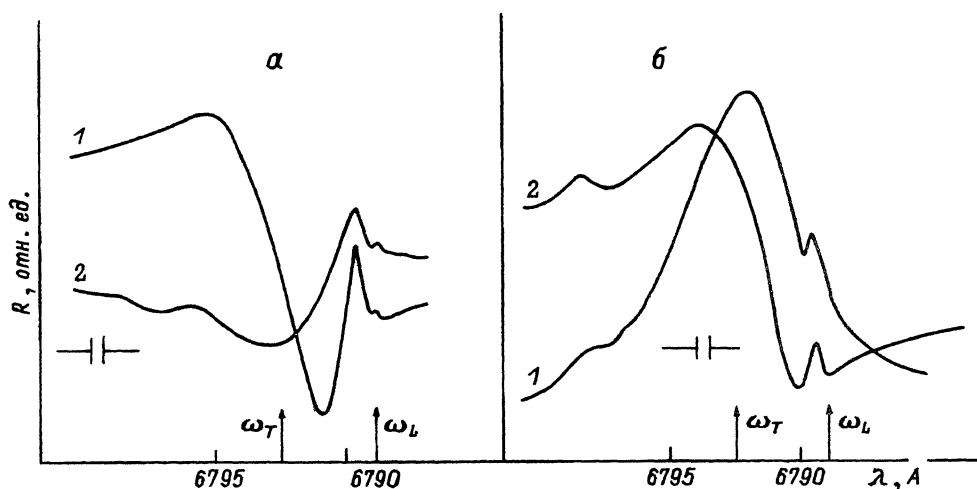


Рис. 1. Спектры отражения света ($E \perp C$, $K \perp C$) от кристалла CdSe ($T = 4.2$ К) в области экситонного резонанса $A(n=1)$ при нормальном (а) и наклонном (б) падении.

Угол падения $\varphi = 8$ (а), 83° (б). 1 — спектры исходного (необлученного) образца, 2 — после облучения электронами 5 кэВ (24 мин).

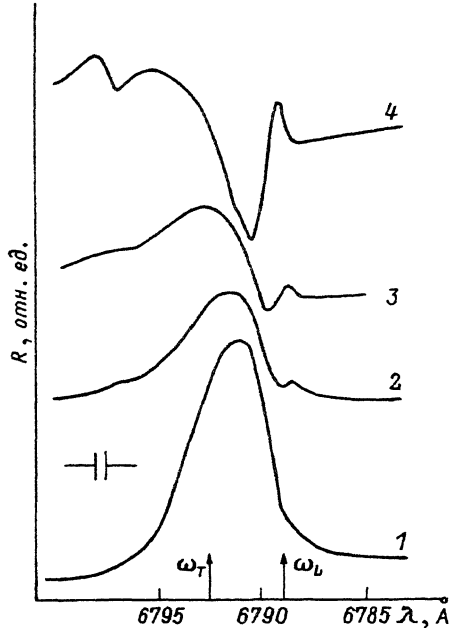


Рис. 2. Спектры отражения света ($E \perp C$, $K \perp C$) в области экситонного резонанса при наклонном падении ($\varphi = 83^\circ$) в зависимости от продолжительности облучения электронами.

1 — исходное состояние (до облучения),
 2-4 — после облучения:
 2 — 3.5 кэВ (4.5 мин),
 3 — 3.5 кэВ (9.5 мин),
 4 — 3.5 кэВ (23 мин) + 4.5 кэВ (22 мин).

Более детально трансформация КЭОС кристалла CdSe при наклонном падении света в зависимости от дозы облучения электронами прослежена на рис. 2. Из этого рисунка видно, как по мере увеличения времени облучения поверхности кристалла электронами КЭОС постепенно проходит стадии изменения 1-2-3-4: от исходной кривой 1, имеющей характерную форму интенсивной полосы отражения с максимумом в области продольно-поперечного расщепления $\omega_T \leq \omega \leq \omega_L$ (ω_T — частота резонанса), до кривой 4, соответствующей стандартному виду спектра.

Таким образом, изменение КЭОС под влиянием электронной бомбардировки при наклонном падении света имеет качественно противоположный характер по сравнению со случаем нормального падения. Фактически имеет место антикорреляция в поведении под действием электронной бомбардировки спектра наклонного отражения по отношению к спектру нормального отражения.

2. Обсуждение результатов

Попытаемся дать объяснение наблюдаемым эффектам в рамках простейшей модели отражения света от системы с МС, обобщенной на случай наклонного падения света [3]. При таком рассмотрении амплитудный коэффициент внешнего отражения r может быть представлен в виде [3,6,7]

$$r = \frac{r_0 + r_1 \exp(2i\theta)}{1 + r_0 r_1 \exp(2i\theta)}, \quad (1)$$

где r_0 — амплитудный коэффициент отражения света на границе вакуум-МС, r_1 — амплитудный коэффициент отражения на границе МС-основной объем кристалла, $\theta = k_0 l \sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2 \varphi}$ — набег фазы световой

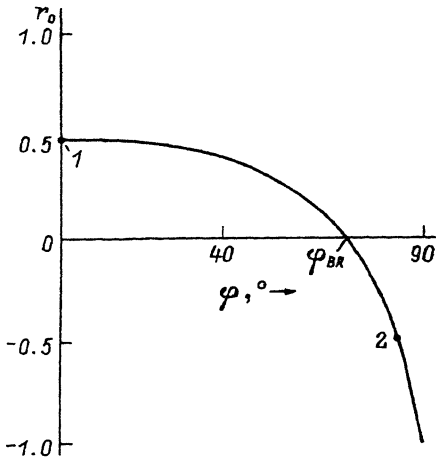


Рис. 3. Зависимость амплитудного коэффициента отражения r_0 (граница вакуум-МС) в p -поляризации от угла падения φ для кристалла CdSe.

волны при однократном прохождении МС (фазовая толщина МС), k_0 — значение волнового вектора световой волны в вакууме. Коэффициент r_0 рассчитывается по обычным формулам Френеля, а коэффициент r_1 — с учетом добавочных волн, возникающих из-за пространственной дисперсии в основном объеме.

Из выражения (1) видно, что зависимость r от угла падения φ определяется зависимостями коэффициентов r_0 и r_1 , а также фазовой толщины θ . Кривая $r_0(\varphi)$, рассчитанная по формуле Френеля для p -компоненты поляризации, приведена на рис. 3. При расчете использовалось значение $\varepsilon_0 = 8.4$ [8], что дает значение угла Брюстера $\varphi_{BR} = 71^\circ$ ($r_0(\varphi_{BR}) = 0$) и величину коэффициента отражения $r_0(0) = 0.49$.

Как показано в работе [3], пренебрегая поправками порядка $\sin^2 \varphi / \varepsilon_0$ по сравнению с единицей, коэффициент r_1 можно считать не зависящим от φ . В этом же приближении не зависит от угла падения и фазовая толщина $\theta \simeq k_0 l \sqrt{\varepsilon_0}$. Таким образом, зависимость r от φ в p -компоненте поляризации в основном определяется угловой зависимостью коэффициента r_0 (рис. 3). С учетом этого обстоятельства проанализируем изменение амплитудного коэффициента отражения r при переходе от случая нормального падения света для исходной (необработанной) поверхности кристалла к случаю наклонного падения на поверхность, подвергнутую воздействию электронной бомбардировки.

В первом случае амплитудный коэффициент отражения r рассчитывается по формуле (1), где r_0 определяется значением при угле падения $\varphi = 0$ (точка 1 на кривой рис. 3). При переходе к наклонному падению света под углом $\varphi > \varphi_{BR}$ знак вещественного коэффициента r_0 меняется на противоположный. При этом в точках 1 ($\varphi = 0$) и 2 ($\varphi = 83^\circ$) на кривой $r_0(\varphi)$ (рис. 3) значения r_0 равны по абсолютной величине и противоположны по знаку, $r_0(83^\circ) \cong -r_0(0)$.

С другой стороны, электронная бомбардировка приводит к увеличению глубины МС и соответственно к изменению фазовой толщины θ . При определенной дозе облучения электронами можно добиться приращения θ на $\pi/2$, что в случае CdSe должно соответствовать приращению тол-

щины МС на $\Delta l \approx 600 \text{ \AA}$. Это эквивалентно появлению множителя (-1) в проведении $r_1 \exp(2i\theta)$ и при изменении знака r_0 на противоположный (переход от точки 1 к точке 2 на рис. 3 за счет изменения φ) приводит только к изменению фазы коэффициента r в формуле (1) на величину π по сравнению со случаем нормального падения на поверхность необлученного образца. Отсюда следует, что спектр энергетического коэффициента отражения $R = |r|^2$ необлученного образца CdSe при нормальном падении света ($\varphi \approx 0$) должен быть практически идентичен спектру того же образца при наклонном падении ($\varphi \approx 83^\circ$), подвергнутого электронной бомбардировке, соответствующей приращению толщины МС на $\approx 600 \text{ \AA}$.

Как видно из рис. 1,2, качественный характер трансформации экспериментальных КЭОС для наклонного отражения, происходящей под действием электронной бомбардировки, вполне описывается в рамках простейшего представления о МС. Спектры наклонного отражения света, как и спектры нормального отражения, демонстрируют высокую чувствительность к толщине МС, которая может регулироваться дозой облучения поверхности кристалла электронами. Сопоставляя такие спектры между собой, мы получаем возможность оценивать толщину искусственно создаваемого приповерхностного слоя.

Количественное описание представленных спектров требует более строгого теоретического подхода, учитывающего реальный профиль переходного слоя, включая координатную зависимость параметров экситонного резонанса и возможную модификацию граничных условий [1,5]. Развитие такого подхода с обобщением на случай наклонного отражения света позволит более эффективно анализировать структурные изменения приповерхностных областей полупроводников, возникающие под влиянием поверхностно-чувствительных воздействий.

Список литературы

- [1] Киселев В.А., Новиков Б.В., Чередниченко А.Е. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Л., ЛГУ, 1987. 161 с.
- [2] Певцов А.Б., Селькин А.В. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 9. С. 2814-2819.
- [3] Певцов А.Б., Селькин А.В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 2(8). С. 516-531.
- [4] Hopfield J.J., Thomas D.G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 2. P. 563-572.
- [5] Ахмедиев Н.Н., Сажин М.И., Селькин А.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 2(8). С. 720-734.
- [6] Батырев А.С., Новиков Б.В., Чередниченко А.Е. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 10. С. 2989-2997.
- [7] Evangelisti F., Fropa A., Pattela F. // Phys. Rev. 1974. V. 10. N 10. P. 4253-4261.
- [8] Kiselev V.A., Razbirin B.S., Uraltsev I.N. // Phys. Stat. Sol.(b). 1975. V. 72. N 1. P. 161-172.

Санкт-Петербургский
государственный университет

Поступило в Редакцию
9 июля 1993 г.