

Спектральный фоторезистивный эффект поля в кристаллах CdS при низких температурах

© А.С. Батырев*, Р.А. Бисенгалиев*, Н.В. Жукова*, Б.В. Новиков, Э.И. Читыров

* Калмыцкий государственный университет,
358000 Элиста, Россия

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Санкт-Петербург, Петродворец, Россия

E-mail: chityrov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 18 марта 2003 г.
В окончательной редакции 14 апреля 2003 г.)

С использованием метода эффекта поля экспериментально исследована роль приповерхностного электрического поля в формировании низкотемпературных ($T = 77$ К) спектров фотопроводимости (ФП) кристаллов CdS в области экситонных и межзонных переходов. Выполнены численные расчеты спектров ФП полупроводника в модели, учитывающей зависимость темпа поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда от электрического поля на его поверхности. Показана определяющая роль приповерхностного электрического поля в формировании тонкой структуры спектров, обусловленной экситонами. Установлена связь между ее типом и характером приповерхностного изгиба энергетических зон. Продемонстрирована принципиальная возможность оценки приповерхностного электрического поля по форме спектральной кривой низкотемпературной ФП полупроводника.

Спектры низкотемпературной краевой фотопроводимости (ФП)¹ кристаллов CdS и их изменчивость под влиянием внешних факторов исследовались в большом числе работ. Было обнаружено многообразие форм этих спектров, из которого все же удалось выделить характерные типы спектров и на этой основе осуществить классификацию кристаллов полупроводников [1]. Выделены два типа спектральных кривых ФП в зависимости от соответствия линиям экситонного поглощения максимумов (первый тип) или минимумов (второй тип) фототока. Принята спектроскопическая классификация полупроводниковых кристаллов с естественной поверхностью, согласно которой спектр ФП первого типа, измеренный на постоянном токе при $T = 77$ К, определяет принадлежность кристалла первой группе, а спектр ФП второго типа — второй группе.

Исследования низкотемпературных спектров краевой ФП кристаллов CdS позволили также установить высокую чувствительность спектра ФП, в особенности его тонкой структуры (ТС), к внешним воздействиям на полупроводник. Так, в работе [2] исследовалась зависимость спектров краевой ФП кристаллов CdS при температуре $T = 77$ К от поперечного электрического поля, а в работе [3] — от подсветки полупроводника инфракрасным (ИК) светом. В обоих случаях обнаружены радикальные изменения в спектрах вплоть до изменения типа спектральной кривой ФП под влиянием внешнего воздействия. Была показана важная роль неоднородного приповерхностного электрического поля, а также объемных мелких и глубоких (r) центров

в формировании структуры этих спектров, в частности ТС. При этом установлено, что парциальный вклад объемных „примесных“ состояний в краевую ФП полупроводника полностью подавляется ИК-подсветкой. Были предложены качественные модели наблюдаемых явлений.

Согласно [2], влияние неоднородного приповерхностного электрического поля на спектральные кривые ФП CdS обусловлено зависимостью скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда от приповерхностного изгиба энергетических зон полупроводника. В этой модели принадлежность спектральной кривой ФП к тому или иному типу определяется характером приповерхностного изгиба энергетических зон: первый тип соответствует обогащаемому (положительному), а второй — обедняющему (отрицательному) изгибу зон вблизи поверхности. Бесструктурный спектр краевой ФП в модели [2] отвечает ситуации плоских (горизонтальных) зон у поверхности полупроводника.

В настоящей работе изложены результаты дальнейших исследований роли приповерхностного электрического поля в формировании спектров ФП CdS при низких температурах. Эти исследования представляют собой развитие [2]; новым является изучение эффектов приповерхностного электрического поля в спектрах краевой ФП кристаллов CdS не только первой, как в [2], но и второй группы, а также использование в опытах ИК-подсветки полупроводника с целью исключения из спектров краевой ФП объемных эффектов, обусловленных „примесными“ центрами. В работе проведены численные расчеты спектров собственной краевой ФП CdS для различных по знаку и величине поверхностных электрических полей. Расчеты основаны на решении

¹ Говоря о краевой ФП, будем различать собственную краевую ФП, обусловленную экситонными и межзонными переходами, и примесную краевую ФП, обусловленную переходами с участием мелких (водородоподобных) центров.

уравнения непрерывности для неравновесных электронов при граничных условиях, определяемых поверхностной рекомбинацией в присутствии электрического поля на поверхности полупроводника [4]. Они хорошо моделируют наблюдаемую в эксперименте трансформацию спектральных кривых ФП CdS в области экситонных и межзонных переходов под влиянием внешнего поперечного электрического поля.

1. Методика эксперимента и результаты

Исследовались низкотемпературные ($T = 77$ К) спектры ФП специально не легированных монокристаллических пластинок CdS толщиной $1-200 \mu\text{m}$, находящихся в конденсаторной ячейке. Ячейка позволяет исследовать спектр ФП в зависимости от потенциала полевой (управляющей) обкладки конденсатора относительно образца. Токоподводящие омические контакты к образцам были получены путем напыления индия на их поверхность в вакууме $\sim 10^{-3}$ Па. Фотовозбуждение осуществлялось со стороны управляющей обкладки конденсатора, представляющей собой полупрозрачный слой двуокиси олова (SnO_2) на стекле. В качестве возбуждающего ФП света использовалось излучение, выделяемое светосильным монохроматором типа МДР-2 из сплошного спектра ленточной лампы накаливания мощностью 250 W. ИК-подсветка образца осуществлялась сфокусированным излучением маломощной (20 W) лампы накаливания, прошедшим через стеклянный светофильтр ИКС-1 (в случае необходимости интенсивность инфракрасного излучения менялась путем изменения напряжения на лампе накаливания). Прикладываемое к образцам тянущее (измерительное) напряжение от источника постоянного тока не превышало 100 V. В качестве источника поперечного электрического поля, налагаемого на поверхность образца через тонкую ($\leq 10 \mu\text{m}$) слюдяную (мусковит) пластинку, использовался высокостабилизированный источник постоянного напряжения с регулируемым выходным напряжением в диапазоне $0-2.5 \cdot 10^3$ V. Спектры ФП регистрировались с помощью электрометрического усилителя типа В7-30 на ленте самопишущего потенциометра в режиме непрерывного фотовозбуждения в геометрии $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ и $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{C}$ (\mathbf{E} — электрический, \mathbf{k} — волновой вектор световой волны, \mathbf{C} — гексагональная ось кристалла). Спектральное разрешение во всех опытах было не хуже 8 \AA .

На рис. 1 представлены спектры ФП образца кристалла CdS первой группы в зависимости от величины напряжения на полевом электроде U_n , обедняющего приповерхностный слой образца основными носителями — электронами. Как видно из рисунка, наложение обедняющего поперечного электрического поля приводит к уменьшению фоточувствительности во всем исследуемом спектральном диапазоне. С его ростом

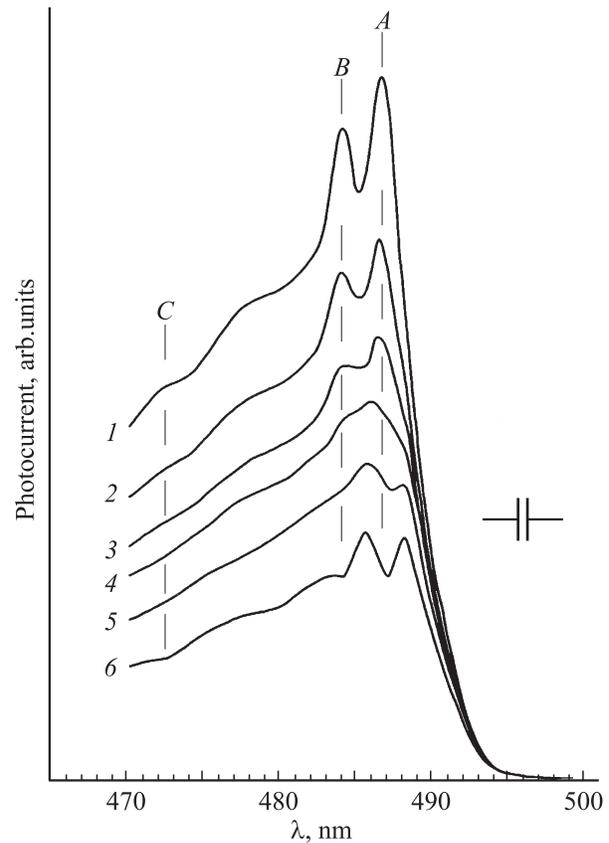


Рис. 1. Экспериментальные спектры ФП образца кристалла CdS первой группы при различных напряжениях U_n на управляющей обкладке конденсаторной ячейки. $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{C}$; $T = 77$ К. $U_n = 0$ (1), -250 (2), -500 (3), -800 (4), -1200 (5), -1900 V (6). Здесь и на рис. 2,3 A, B, C — экситоны, образованные из валентных зон, связанных с кристаллическим и спин-орбитальным расщеплением.

величина эффекта возрастает, при этом спектральная кривая первого типа (кривая 1) постепенно трансформируется в спектральную кривую второго типа (кривая 6). Наблюдаемая трансформация спектров ФП первого типа с увеличением обедняющего поперечного поля носит обратимый характер. Она происходит через промежуточную практически бесструктурную спектральную кривую ФП (кривая 4).

Характерные изменения низкотемпературных спектров ФП при наложении внешнего поперечного поля имеют место также в кристаллах CdS второй группы. В кристаллах этой группы, как и в случае кристаллов первой группы, при положительных значениях U_n фоточувствительность в области экситонных и межзонных переходов возрастает, а при отрицательных его значениях уменьшается. При положительных U_n в этих кристаллах можно наблюдать также качественные изменения спектральных кривых ФП. Так, в ряде кристаллов CdS второй группы нам впервые удалось наблюдать обратимую трансформацию спектральной кривой ФП второго типа в спектральную кривую первого типа

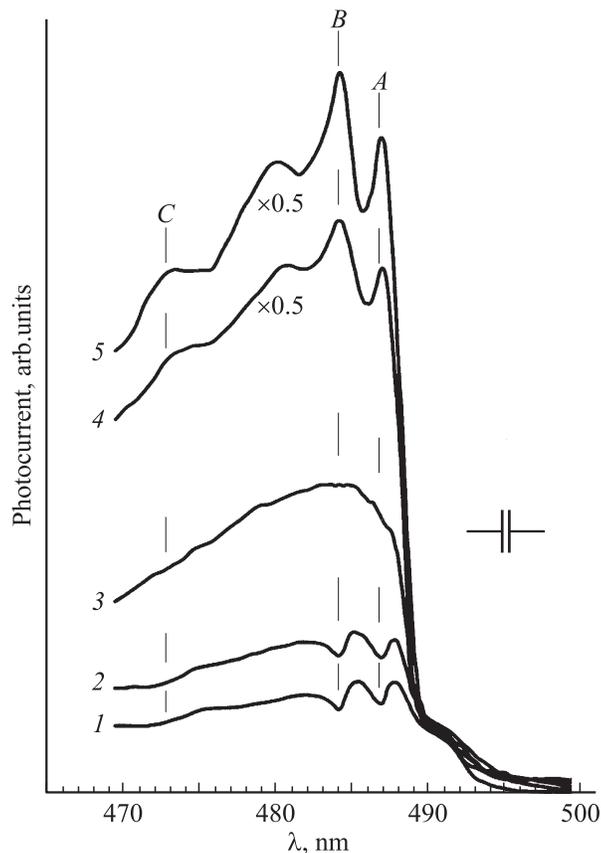


Рис. 2. Экспериментальные спектры ФП образца кристалла CdS второй группы при различных напряжениях U_n на управляющей обкладке конденсаторной ячейки. $E \perp C$, $k \perp C$, $T = 77$ К. $U_n = 0$ (1), 150 (2), 300 (3), 500 (4), 600 В (5).

с увеличением положительного потенциала на полевой обкладке конденсаторной ячейки (кривые 1–5 на рис. 2). Следует отметить, что на промежуточной стадии такой трансформации спектральная кривая ФП приобретает гладкий (бесструктурный) вид (кривая 3 на рис. 2).

Таким образом, в исследованных кристаллах CdS наблюдается спектральный фоторезистивный эффект поля, который заключается в характерных количественных и качественных изменениях спектров ФП под влиянием внешнего поперечного электрического поля. При этом обедняющее поперечное поле ($U_n < 0$) всегда приводит к уменьшению фоточувствительности, а при достаточно больших его значениях — к трансформации спектральной кривой ФП первого типа в кривую второго типа. Действие обогащающего поперечного поля ($U_n > 0$) вызывает, напротив, рост фоточувствительности и может привести к трансформации спектральной кривой ФП второго типа в кривую первого типа. В обоих случаях трансформация спектров ФП с ростом поперечного поля проходит в два этапа: на первом этапе наблюдается ослабление, а затем практически полное сглаживание ТС спектра, а на втором — ее появление и усиление, но уже другого типа.

2. Обсуждение результатов

В полупроводниках с прямыми разрешенными переходами собственная краевая ФП за счет больших значений коэффициента поглощения света в спектральной области экситонных и межзонных переходов формируется в тонком приповерхностном слое (в кристаллах CdS в слое толщиной $\sim 10^{-5}$ см). Это приводит к зависимости ее характеристик (в том числе и спектральных) от внешних и внутренних факторов, возмущающих состояние поверхности и (или) приповерхностной области полупроводника. К числу последних относится неоднородное электрическое поле приповерхностного слоя пространственного заряда, возникающего вследствие локализации носителей заряда на уровнях поверхностных электронных состояний. Этот фактор является определяющим во многих оптических и фотоэлектрических [4,5] процессах, протекающих вблизи поверхности полупроводника. Им можно легко управлять в широких пределах, изменяя внешним поперечным полем величину и знак заряда в приповерхностном слое пространственного заряда (метод эффекта поля). Следовательно, изучая влияние внешнего поперечного поля на спектры краевой ФП полупроводника, можно однозначно установить роль приповерхностного электрического поля в их формировании.

В основе механизма влияния приповерхностного поля на краевую ФП полупроводника лежит зависимость скорости поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда от приповерхностного изгиба энергетических зон. В монополярных полупроводниках типа CdS темп поверхностной рекомбинации определяется скоростью подвода к поверхности неосновных носителей (дырок), возрастая с ее увеличением [4]. В результате время жизни неравновесных основных носителей заряда (электронов) у поверхности таких полупроводников зависит от знака и величины приповерхностного изгиба зон: отличаясь от значения, наблюдаемого в отсутствие изгиба зон, оно будет возрастать относительно него по мере увеличения обогащающего (положительного) и убывать по мере увеличения обедняющего (отрицательного) изгиба зон вблизи поверхности. Отсюда следует, что при возбуждении полупроводника сильно поглощаемым светом его ФП будет возрастать с увеличением обогащающего и убывать с увеличением обедняющего приповерхностного изгиба зон. При этом наибольшие изменения ФП должны наблюдаться в области экситонных резонансов, обладающих наибольшими значениями коэффициента поглощения в краевой области спектра. Эти выводы находят подтверждение в эксперименте (рис. 1 и 2).

Таким образом, изложенные представления о механизме влияния приповерхностного электрического поля на краевую ФП монополярного полупроводника качественно объясняют наблюдаемый в кристаллах CdS спектральный фоторезистивный эффект поля.

Для количественного описания влияния приповерхностного электрического поля на спектры краевой ФП кристаллов CdS можно воспользоваться результатами [4]. В этой работе путем решения стационарного одномерного уравнения непрерывности для неравновесных электронов с граничными условиями, учитывающими поверхностную рекомбинацию при наличии на поверхности полупроводника электрического поля, найдена функция их распределения в полупроводнике в направлении оси X , нормальной к плоскости его поверхности (координата x возрастает от поверхности в глубь образца),

$$\Delta n(x) = \frac{\alpha I_0 \tau_n}{1 - (\alpha L_a)^2} - \left[\exp(-\alpha x) - \frac{S_n - \mu_n E_s + \alpha D_n}{S_n - \mu_n E_s + D_n/L_a} \exp(-x/L_a) \right]. \quad (1)$$

Здесь α — коэффициент поглощения, I_0 — интенсивность возбуждения (число поглощаемых полупроводником в единицу времени квантов света, отнесенное к площади его поверхности), τ_n — время жизни электронов, L_a — амбиполярная длина диффузии, S_n — скорость поверхностной рекомбинации, μ_n — подвижность электронов, E_s — напряженность электрического поля на поверхности полупроводника, D_n — коэффициент диффузии электронов.

Отметим, что входящие в (1) параметры L_a и D_n можно выразить через фундаментальные фотоэлектрические параметры полупроводника — времена жизни и подвижности носителей заряда — по формулам [6]

$$L_a = \sqrt{\frac{2\mu_n \tau_n kT/e}{1 + (\mu_n \tau_n)/(\mu_p \tau_p)}}, \quad D_n = \mu_n \frac{kT}{e}, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, e — элементарный заряд, μ_p — подвижность дырок, τ_p — их время жизни (вторая формула известна как соотношение Эйнштейна).

Необходимо также отметить, что выражение (1) получено для сильно поглощаемого света из глубины области межзонных переходов в невяном предположении равенства единице величины квантового выхода β . Оно справедливо и в спектральной области собственной краевой ФП, где, согласно данным [7], $\beta \approx 1$. Однако справедливость (1) во всей области длинноволнового спада линии поглощения экситона A ($n = 1$) вызывает сомнения, так как квантовый выход в этой спектральной области должен, очевидно, понижаться с уменьшением энергии кванта света.

Дело в том, что квантовый выход в спектральной области экситонных состояний определяется взаимодействием экситонов с фононами и дефектами [8,9], а также с приповерхностным электрическим полем [5,10]. В случае экситон-фононного взаимодействия наиболее эффективным с точки зрения диссоциации экситона является его взаимодействие с оптическими фононами [8], которые формируют в основном центральную часть

экситонной линии поглощения, тогда как крылья линии формируются акустическими фононами [11]. Отсюда следует, что в длинноволновой части контура экситонной линии поглощения A ($n = 1$) вероятность диссоциации экситона в результате взаимодействия с фононами должна уменьшаться в направлении от максимума линии к ее крылу. В случае генерации свободных носителей в результате взаимодействия экситонов с дефектами особая роль принадлежит приповерхностному слою полупроводника, где вероятность такого взаимодействия вследствие его повышенной дефектности многократно возрастает [12]. Отсюда следует, что в спектральной области экситонного состояния A ($n = 1$) экситон-дефектный канал генерации свободных носителей, эффективный в области максимума линии поглощения, практически выключается в области ее длинноволнового крыла. Особой роли приповерхностного слоя в генерации свободных носителей через экситонные состояния способствует также неоднородное приповерхностное электрическое поле, в котором может происходить ионизация экситонов (электрическая и туннельная). Как и в предыдущем случае, эффективность этого канала вклада экситонов в ФП полупроводника изменяется по контуру экситонной линии поглощения, уменьшаясь при переходе из области максимума линии в область ее крыльев за счет увеличения глубины генерации экситонов с уменьшением коэффициента поглощения.

Изложенное выше дает основания заключить, что квантовый выход на длинноволновом спаде линии поглощения экситона A ($n = 1$) понижается с уменьшением коэффициента поглощения. Поскольку процессы, обуславливающие квантовый выход в области экситонного резонанса, в значительной мере определяют форму линии экситонного поглощения, представляется естественным выбрать функцию $\beta(\nu)$, описывающую зависимость квантового выхода β от частоты ν в этой спектральной области, в виде функции лоренцевского вида

$$\beta(\nu) = \frac{\gamma^2}{(\nu - \nu_0) + \gamma^2}, \quad (3)$$

где ν_0 — резонансная частота экситона, γ — параметр порядка ширины экситонной линии поглощения.

Выражения (1) и (3) можно использовать для расчета спектра собственной краевой ФП полупроводника. Выполнив интегрирование (1) в пределах от 0 до d (d — толщина образца) и умножив результат интегрирования на β , получим выражение для числа неравновесных электронов в расчете на единицу площади освещаемой поверхности образца

$$\Delta N = \frac{\alpha \beta I_0 \tau_n}{1 - (\alpha L_a)^2} \left[\frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha d)) - L_a \frac{S_n - \mu_n E_s + \alpha D_n}{S_n - \mu_n E_s + D_n/L_a} (1 - \exp(-d/L_a)) \right], \quad (4)$$

где квантовый выход β — функция частоты, определяемая в области частот $\nu < \nu_0$ выражением (3), а в об-

ласти частот $\nu \geq \nu_0$ — постоянным значением, равным единице [7]. Поскольку ФП пропорциональна ΔN , выражение (4) позволяет численно смоделировать влияние поверхностного электрического поля на спектральные кривые краевой ФП кристалла CdS.

Используя (4), мы выполнили численные расчеты спектров ФП CdS, варьируя величину и знак электрического поля на поверхности полупроводника (параметр E_s в (4)). В этих расчетах использовался спектр поглощения кристалла CdS при $T = 77$ К, приведенный в работе [8].² Значения параметров L_a и D_n вычислялись по формулам (2), значения подвижностей носителей заряда при $T = 77$ К были взяты из работы [13] и составляли $\mu_n = 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, $\mu_p = 3 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. Значения времен жизни носителей заряда $\tau_n = 10^5 \text{ s}$, $\tau_p = 10^{-8} \text{ s}$ соответствовали средним по порядку величины значениям из интервалов, определяемых разбросом литературных данных [6,14,15]: $10^{-6} \leq \tau_n \leq 10^{-3} \text{ s}$, $10^{-10} \leq \tau_p \leq 10^{-6} \text{ s}$ (при выборе τ_n мы учли также уменьшение времени жизни электронов под действием гасящей ФП ИК-подсветки кристаллов [3]). Использованное в расчетах энергетическое значение параметра γ в (3) составляло $2.2 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$. Для параметра S_n в работе [16] приводится характерный интервал его значений в CdS: $S_n = 4 \cdot 10^4 - 7 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$. Из этого интервала мы выбрали значение $S_n = 4 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$, соответствующее его нижней границе. Такой выбор обусловлен тем, что исследованные нами образцы представляли собой оптически „совершенные“ монокристаллические пластинки CdS с естественной поверхностью, выращенные из газовой фазы (качество этих образцов контролировалось по экситонным спектрам отражения света, весьма чувствительным к состоянию поверхности полупроводника [12]). Такой выбор оправдан высокой чувствительностью спектров ФП исследованных образцов к внешнему поперечному полю. Действительно, в кристаллах CdS с развитой системой поверхностных состояний трудно ожидать подобной чувствительности спектров ФП к поперечному полю, поскольку при наличии высокой плотности поверхностных электронных состояний наблюдение эффектов, вызванных наложением поперечного поля, затруднено вследствие захвата индуцированного полем заряда на эти состояния [17].

На рис. 3 приведены расчетные спектры ФП кристалла CdS толщиной $d = 150 \mu\text{m}$ для различных значений напряженности электрического поля на поверхности полупроводника E_s в предположении постоянства интенсивности возбуждения I_0 . Результаты расчета подтверждают влияние поверхностного электрического поля на фоточувствительность и структуру спектра ФП полупроводника в области экситонных и межзонных переходов.

² Экспериментальный спектр поглощения CdS, приведенный в [8], содержит неполные сведения о ходе коэффициента поглощения в области длинноволнового крыла экситонной линии A ($n = 1$), в связи с чем в расчетах спектров краевой ФП CdS мы воспользовались лоренцевской аппроксимацией формы этой линии [12].

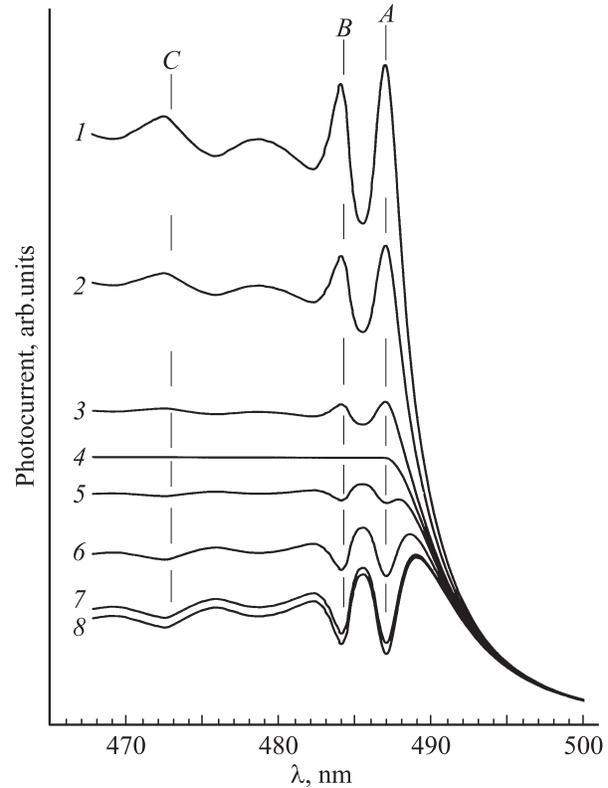


Рис. 3. Расчетные спектры ФП кристалла CdS при различных значениях напряженности электрического поля на поверхности полупроводника E_s . $E_s = 250$ (1), 180 (2), 80 (3), 10 (4), -90 (5), -500 (6), $-5 \cdot 10^3$ (7), $-5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$ (8).

Согласно расчету, спектральным кривым ФП первого типа отвечают обогащающие (положительные), а спектральным кривым второго типа — слабообогащающие либо обедняющие (отрицательные) поля на поверхности полупроводника, удовлетворяющие неравенствам $E_s > S_n/\mu_n$ и $E_s < S_n/\mu_n$ ($S_n/\mu_n = 10 \text{ V/cm}$) соответственно.³ В области малых полей ($|E_s| < 10^2 \text{ V/cm}$) экситонная структура спектров слабо выражена или совсем отсутствует (кривые 3–5 на рис. 3). С ростом поверхностного поля она усиливается, при этом фоточувствительность в исследуемой спектральной области существенно изменяется: возрастает в случае обогащающего и уменьшается в случае обедняющего поверхностного поля. Характерные значения $|E_s|$, при которых экситонная структура спектров ФП достаточно хорошо выражена, составляют величину порядка $10^2 - 10^3 \text{ V/cm}$ для положительных полей и $10^3 - 10^4 \text{ V/cm}$ для отрицательных полей на поверхности полупроводника (см. кривые 1 и 7 на рис. 3). Эти значения существенно уступают значению критического поля ионизации экситона $E_{\text{ion}} = 10^5 \text{ V/cm}$ [5].

³ Отметим, что область положительных полей, в которой расчеты в модели [4] имеют физический смысл, ограничен сверху неравенством $E_s < S_n/\mu_n + D_n/(\mu_n L_a)$. Такое ограничение связано с выходом за рамки используемой модели в области сильных положительных полей.

Отметим также следующий результат расчета: бесструктурный (гладкий) спектр воспроизводится в расчете при ненулевом положительном значении $E_s = S_n/\mu_n = 10 \text{ V/cm}$ (кривая 4 на рис. 3), тогда как нулевому значению E_s соответствует слабо выраженная экситонная структура второго типа (в масштабе рис. 3 эта структура неразличима). Этот результат имеет важное значение с точки зрения количественной оценки поверхностного поля по величине внешнего поперечного поля, соответствующего гладкой форме спектральной кривой ФП. Действительно, такую форму спектральной кривой низкотемпературной ФП полупроводника принято обычно связывать с отсутствием изгиба зон у его поверхности, т.е. с нулевым значением E_s (см., например, [18]), что справедливо, как теперь ясно, с точностью до слагаемого S_n/μ_n .

Из изложенного выше следует, что расчет низкотемпературных спектров ФП CdS в модели [4] воспроизводит принципиальные черты наблюдаемого в кристаллах полупроводника спектрального фоторезистивного эффекта поля: изменение фоточувствительности в области экситонного и межзонного поглощения света, сглаживание, а также обращение ТС спектра по мере увеличения внешнего поперечного поля.

Непосредственное сопоставление результатов расчета (рис. 3) и эксперимента (рис. 1 и 2) подтверждает адекватность используемой модели реальной физической ситуации.

Действительно, очевидно, что в кристаллах первой группы, характеризующихся, согласно данным [10,18,19] и нашим расчетам, обогащающим приповерхностным изгибом зон, электрическое поле на поверхности полупроводника E_s с ростом обедняющего поперечного поля может изменяться от положительных значений в сторону отрицательных. В кристаллах второй группы, проявляющих в спектрах ФП четко выраженную ТС и, следовательно, характеризующихся обедняющим изгибом зон у поверхности (см. [10,18,19] и рис. 3), поле E_s с ростом обогащающего поперечного поля может изменяться от отрицательных значений в сторону положительных.

Полученные результаты приводят к однозначному выводу о том, что основным фактором, определяющим фоточувствительность и структуру низкотемпературных спектров краевой ФП „чистых“ кристаллов CdS с низким значением скорости поверхностной рекомбинации S_n , является неоднородное электрическое поле приповерхностного слоя пространственного заряда. Заряд возникает как следствие экранирования объема полупроводника от поля поверхностного заряда и приводит к приповерхностному изгибу энергетических зон. Важная роль приповерхностного электрического поля в формировании спектральных кривых ФП CdS обусловлена его влиянием на поверхностную рекомбинацию, а следовательно, и на время жизни неравновесных носителей вблизи поверхности полупроводника (см., например, [20]). Это следует также из вы-

ражения (1), в котором разность $S_n - \mu_n E_s$ имеет физический смысл эффективной скорости поверхностной рекомбинации [4]. Действительно, вводя в (1) обозначение $S_n^* \equiv S_n - \mu_n E_s$ [4], получим выражение, совпадающее с решением стационарного уравнения непрерывности для неравновесной концентрации носителей заряда при наличии поверхностной рекомбинации в условиях отсутствия приповерхностного электрического поля (см., например, [21]).

Влияние приповерхностного электрического поля на спектре собственной краевой ФП полупроводника можно, очевидно, учесть феноменологически, вводя соответствующую координатную зависимость времени жизни электронов в приповерхностном слое толщиной порядка глубины проникновения поля в кристалл. В этом случае обедняющему, нулевому и слабообогащающему приповерхностному полю ($E_s < S_n/\mu_n$) следует сопоставить возрастающую, а обогащающему приповерхностному полю ($E_s > S_n/\mu_n$) — убывающую до постоянного объемного значения функцию $\tau_n(x)$ (напомним, что координата x отсчитывается от поверхности в глубь образца). Введение такого фотоэлектрически неоднородного приповерхностного слоя позволяет смоделировать влияние приповерхностного электрического поля на спектры ФП полупроводника, что объясняет, в частности, существование двух типов спектральных кривых низкотемпературной ФП, соответствующих их прямой (первый тип) и обратной (второй тип) корреляции со спектрами экситонного поглощения света [8].

Очевидно, что поверхностному полю $E_s = S_n/\mu_n$ следует сопоставить функцию $\tau_n(x) = \text{const}$. Это соответствует фотоэлектрически однородной ситуации вблизи поверхности и в объеме кристалла полупроводника и, как следствие, бесструктурной (гладкой) спектральной кривой ФП. В этом случае положительное приповерхностное электрическое поле „компенсирует“ фотоэлектрическую неоднородность вблизи поверхности, обусловленную наличием поверхностных рекомбинационных центров, сокращающих время жизни электронов вблизи поверхности по сравнению с объемом полупроводника и приводящих вследствие этого к формированию спектральной кривой ФП второго типа (даже в случае электрически нейтральной поверхности, когда $E_s = 0$).

Проведенные исследования позволяют заключить, что спектры собственной краевой ФП „чистых“ кристаллов CdS являются по существу высокочувствительными индикаторами приповерхностного электрического поля: меняя величину и знак последнего, можно изменять фоточувствительность полупроводника, а также структуру его спектра ФП, получая при этом различные типы спектральных кривых ФП. Такое влияние приповерхностного электрического поля на спектры ФП обусловлено зависимостью темпа поверхностной рекомбинации и, как следствие, времени жизни неравновесных носителей заряда от изгиба энергетических зон вблизи поверхности полупроводника.

Полученные результаты доказывают определяющую роль приповерхностного электрического поля в формировании спектров собственной краевой ФП кристаллов CdS и объясняют наблюдаемое в них и в кристаллах других полупроводников $A^{II}B^{VI}$ многообразие спектральных кривых ФП. Они демонстрируют принципиальную возможность определения характеристик приповерхностного слоя пространственного заряда по спектру ФП полупроводникового кристалла. Для практической реализации этой возможности необходимы, очевидно, дальнейшие, прежде всего теоретические, исследования влияния этого слоя на спектры ФП полупроводника.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность Э.Д. Батыреву за помощь в исследованиях, Б.А. Казеннову за предоставленные образцы.

Список литературы

- [1] Е.Ф. Гросс, Б.В. Новиков. ФТТ **1**, 3, 357 (1959).
- [2] А.С. Батырев, Р.А. Бисенгалиев, О.Э. Ботов, Н.В. Карасенко, Б.В. Новиков, Е.В. Сумьянова. ФТТ **40**, 5, 941 (1998).
- [3] А.С. Батырев, Э.Д. Батырев, Р.А. Бисенгалиев, Б.В. Новиков, В.С. Анбушинов. ФТТ **41**, 7, 1181 (1999).
- [4] D.W. Nyberg, K. Colbow. Can. J. Phys. **45**, 2833 (1967).
- [5] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Изд-во ЛГУ, Л. (1987). 160 с.
- [6] Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$ / Пер. с англ. под ред. С.А. Медведева. Мир, М. (1970). 624 с.
- [7] В.Е. Лашкарев, Е.А. Сальков, В.А. Хвостов. В сб.: Тр. IX Междунар. конф. по физике полупроводников. М. (1968). Наука, Л. (1969). С. 501.
- [8] J. Voigt, E. Ost. Phys. Stat. Sol. **33**, 381 (1969).
- [9] V.E. Lashkarev, E.A. Sal'kov, V.A. Khvostov. Proc. 3rd Int. Conf. Photoconductivity. Stanford, USA (1969). P. 111.
- [10] K. Colbow, A. Jmaeff, K. Yuen. Can. J. Phys. **48**, 57 (1970).
- [11] Y. Toyozawa. Techn. Rep. ISSP. SA-119, 3 (1964).
- [12] С.А. Пермогоров. В кн.: Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. А.Н. Георгобяни, М.К. Шейнкмана. Наука, М. (1986).
- [13] H. Fujita, K. Kobayashi, T. Kawai, K. Shiga. J. Phys. Soc. Jap. **20**, 1, 109 (1965).
- [14] J.A. Bragagnolo, K.W. Böer. Phys. Stat. Sol. (a) **21**, 291 (1974).
- [15] Н.Б. Лукьянчикова. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Радио и связь, М. (1990). 295 с.
- [16] В.М. Леонов, А.Г. Молчанов, Ю.М. Попов, Г.Х. Талат. ФТП **10**, 8, 1434 (1976).
- [17] А.В. Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников. Наука, М. (1971). 480 с.
- [18] Е. Гуче. В сб.: Тр. IX Междунар. конф. по физике полупроводников. М. (1968). Наука, Л. (1969). С. 1223.
- [19] J.A. Bragagnolo, G.M. Storti, K.W. Böer. Phys. Stat. Sol. (a) **24**, 147 (1974).
- [20] Г.Л. Бир. ФТТ **1**, 1, 67 (1959).
- [21] Р. Смит. Полупроводники. Мир, М. (1982). 558 с.