

УДК 537.311.322

## О КОРРЕЛЯЦИИ ФОТОПЛАСТИЧЕСКОГО И ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭФФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $ZnS$ и $ZnSe$

Б. Э. Мдиванян, Ю. А. Осипьян, М. Ш. Шихсаидов

Обнаружен отрицательный фотопластический эффект в монокристаллах  $ZnS$  при облучении коротковолновым светом  $\lambda < 340$  нм. Установлена корреляция между спектральными зависимостями фотопластического (ФПЭ) и фотовольтаического (ФВЭ) эффектов. Исследования деформационных (ДТ) и фотовольтаических (ФВТ) токов показало, что увеличение электрических токов, протекающих через образец, обусловлено не увеличением ДТ, а аддитивным вкладом ДТ и ФВТ. Предлагается модель, устанавливающая корреляцию между аномальным фотовольтаическим и фотопластическим эффектами.

Фотопластический эффект (ФПЭ) — упрочнение [1] и разупрочнение [2] полупроводниковых материалов на стадии пластической деформации при освещении, был экспериментально обнаружен на кристаллах сульфида кадмия. Как показали дальнейшие исследования, ФПЭ является характерным свойством широкого класса полупроводниковых материалов и к настоящему времени наблюдались практически во всех соединениях группы  $A^{II}B^{VI}$  ( $ZnO$ ,  $ZnS$ ,  $ZnSe$ ,  $ZnTe$ ,  $CdS$ ,  $CdSe$ ,  $CdTe$ ), а также в  $GaAs$  и в  $Si$ . При изучении спектральной зависимости ФПЭ было установлено, что в кристаллах, не подвергавшихся специальному легированию в процессе роста, максимальное значение эффекта приходится на спектральную область, соответствующую краю собственного поглощения [1-6]. В частности, для кристаллов  $ZnS$  максимум ФПЭ соответствует длине волны  $\lambda \approx 360-380$  нм [6]. Легирование кристаллов может приводить к появлению в более длинноволновой спектральной области дополнительного максимума [6]. Что касается коротковолновой области, то в [7] было обнаружено увеличение частоты импульсов деформационной люминесценции при освещении кристаллов  $ZnS$  длиной волны  $\lambda < 340$  нм. Однако на кри- вых деформации ранее никаких особенностей в коротковолновой области спектра не наблюдалось.

Аномальный фотовольтаический эффект (АФВЭ) — возникновение под действием света электрических напряжений в объеме кристалла, которые превышают значение ширины запрещенной зоны  $ZnS$ , был обнаружен в 1958 г. [8]. Установлено, что величина и спектральная характеристика АФВЭ в кристаллах  $ZnS$  кардинально зависят от кристаллической структуры [9]. Спектральные исследования показали, что существует партия кристаллов  $ZnS$ , в которых в области длин волн  $\lambda \approx 340$  нм наблюдается инверсия знака фотоэдс. Согласно принятому в [10] обозначению знака эффекта, наблюдающийся при  $\lambda > 340$  нм эффект принято считать положительным, а при  $\lambda < 340$  нм — отрицательным. Было показано, что знак фотоэдс определяется кристаллографической полярностью кристалла.

Цель настоящей работы заключалась в проведении одновременных исследований ФПЭ и АФВЭ в монокристаллах  $ZnS$  и выяснении связи между этими двумя явлениями. В частности, представляло интерес выяснение вопроса: будут ли проявляться спектральные особенности АФВЭ в коротковолновой области в спектрах ФПЭ?

## 1. Методика эксперимента

Эксперименты проводились на монокристаллах ZnS, выращенных по методу Бриджмена в атмосфере аргона при давлении 150 атм. Удельное сопротивление кристаллов изменялось в пределах  $\rho \sim 10^9 \div 10^{10}$  Ом·м. В результате происходящего при высокой температуре структурного перехода вюрцит—сфалерит образцы содержали прослойки гексагональной фазы. Усредненный по объему коэффициент гексагональности образцов ZnS составлял порядка 10 %. Образцы вырезались алмазной пилой из нескольких монокристаллических слитков, шлифовались абразивными порошками и полировались алмазной пастой. Ориентация образцов приведена на рис. 1, в. Химическая полировка проводилась в растворе  $\text{HCl} : \text{CrO}_3$

(1 : 1). Омические контакты изготовлялись нанесением амальгамы из  $\text{InGaSn}$  (1 : 2 : 1) или нанесением сплава  $\text{InGa}$  (1 : 1) с последующим отжигом по методике, описанной в [11], на широкие грани образцов.

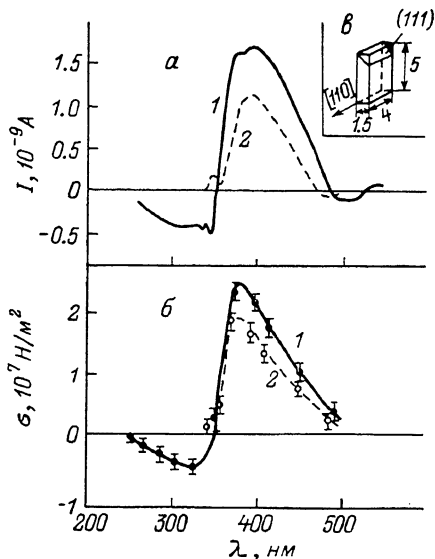


Рис. 1. Спектральная зависимость фотовольтаического тока (а), фотовольтаического эффекта (б) в монокристаллах ZnS (1 — кристаллы I класса, 2 — кристаллы II класса), в — ориентация и размеры образцов.

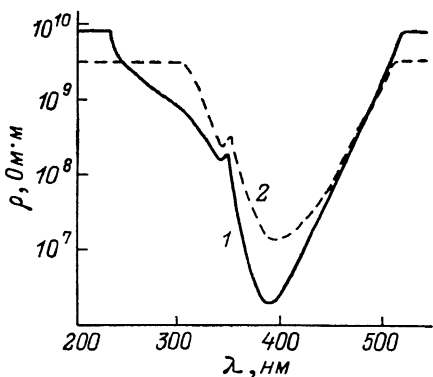


Рис. 2. Спектральная зависимость сопротивления кристаллов при освещении. 1 — кристаллы I класса, 2 — кристаллы II класса.

Электрические измерения проводились с помощью электрометров В7-30 и TR-8651D. Показания электрометра фиксировались на самописце Endim или ПДС-021. При изучении деформационных токов условия эксперимента подбирались таким образом, чтобы входное сопротивление прибора было более чем на два порядка меньше сопротивления образца на свету, т. е.  $R_{\text{вх}} \ll R_{\text{обр}}$ .

Деформирование образцов в режиме активного нагружения одноосным сжатием с постоянной скоростью проводилось на испытательной машине «Instron». Деформирование осуществлялось в прецизионном кварцевом устройстве. Измерения проводились при комнатной температуре.

В качестве источника освещения использовалась ксеноновая лампа высокого давления ДКСШ-200, свет от которой проходил через монохроматор МДР-2 и фокусировался на образец при помощи системы линз.

## 2. Результаты эксперимента

Предварительные исследования спектральной зависимости фотовольтаических токов (ФВТ) в образцах ZnS позволили разделить кристаллы, используемые в настоящих экспериментах, на два класса: к первому классу были отнесены образцы, на которых при изменении длины волны наблюдалась инверсия знака АФВЭ (кривая 1, рис. 1, а), а ко второму —

те, на которых смены знака эффекта не наблюдалось (кривая 2). На рис. 1, 6 представлены спектральные зависимости ФПЭ для кристаллов класса I и II соответственно. Из сравнения спектральных зависимостей ФПЭ и ФВТ вытекает идентичность спектров. При этом наблюдается хорошая корреляция между длинами волн, соответствующими максимуму, минимуму и инверсии знака для спектральных зависимостей обоих эффектов ( $\lambda_{\max}^{\text{ФПЭ}} \approx \lambda_{\max}^{\text{ФВЭ}} \approx 380$  нм;  $\lambda_{\min}^{\text{ФПЭ}} \approx \lambda_{\min}^{\text{ФВЭ}} \approx 320$  нм;  $\lambda_{\text{инв}}^{\text{ФПЭ}} \approx \lambda_{\text{инв}}^{\text{ФВЭ}} \approx 340$  нм).

Деформирование кристаллов I класса приводит к уменьшению отрицательной компоненты ФПЭ и при степени деформации более 3 % кристалл I класса переходит в кристалл II класса, т. е. отрицательная компонента ФПЭ исчезает. Исследование фототоков в образцах первого класса, деформированных более чем на 3 %, также свидетельствует об исчезновении отрицательной компоненты и в спектрах ФВЭ. Дальнейшая деформация приводит к уменьшению положительной компоненты как ФПЭ, так и ФВЭ.

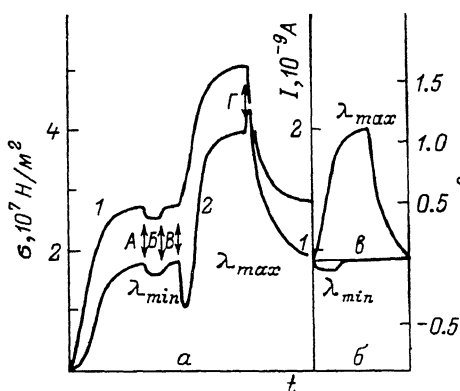


Рис. 3. Диаграммы: а — деформации электрического тока, протекающего через деформируемый образец; б — фотовольтаического тока при  $\lambda=320$  нм; в — фотовольтаического тока при  $\lambda=380$  нм.

Случай аддитивного сложения фотовольтаического и деформационного токов. А — включение света  $\lambda=380$  нм, Б и Г — выключение света.

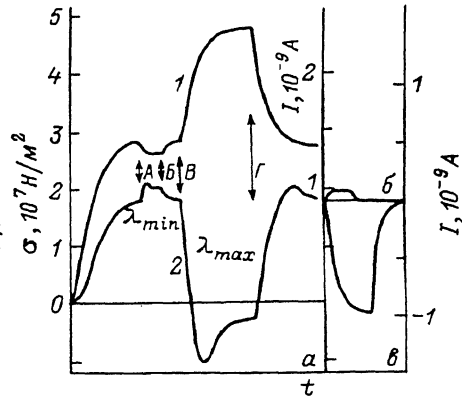


Рис. 4. Диаграммы: а — деформации электрического тока, протекающего через деформируемый образец; б — фотовольтаического тока при  $\lambda=320$  нм; в — фотовольтаического тока при  $\lambda=380$  нм.

Случай вычитания фотовольтаического и деформационных токов. А — включение света  $\lambda=320$  нм, Б — включение света  $\lambda=380$  нм, Б и Г — выключение света.

При больших степенях деформации ( $\sim 20$  %) величина ФВЭ становится меньше чувствительности аппаратуры (порядка ошибки эксперимента), а ФПЭ составляет менее 10 % от своего первоначального значения.

Измерение сопротивления образцов также показало различную спектральную зависимость двух классов кристаллов (рис. 2). Как видно из рисунка, в коротковолновой области спектра наблюдается существенное различие в изменении сопротивления под действием света для кристаллов первого и второго класса.

При изучении ФВЭ и ФПЭ от интенсивности освещения было обнаружено линейное возрастание эффектов при увеличении интенсивности света. Необходимо отметить, что исследование проводилось при интенсивностях, далеких от насыщения обоих эффектов.

Исследование деформационных токов (ДТ), проведенное ранее на образцах ZnS, показало, что при освещении кристаллов в области положительного ФПЭ наблюдалось их возрастание, которое объяснялось увеличением дислокационного заряда при облучении [12, 13]. Поэтому интересным являлось изучение ДТ в области отрицательного ФПЭ. Будет ли наблюдаться корреляция между изменением пластического течения и изменением ДТ в области отрицательного ФПЭ?

Как показали экспериментальные результаты, при освещении кристаллов как в области отрицательного, так и положительного ФПЭ резуль-

тирующее изменение измеряемых токов связано с аддитивным вкладом ДТ и ФВТ (рис. 3, а и 4, а). На рис. 3 и 4 представлены диаграммы деформации и ДТ (рис. 3, а и 4, а), а также ФВТ в недеформируемом образце при освещении длинами волн, соответствующими отрицательному ФПЭ ( $\lambda=320$  нм) (рис. 3, б и 4, б) и максимуму положительного ФПЭ ( $\lambda=380$  нм) (рис. 3, в и 4, в). Из сопоставления величины изменения токов в деформируемом образце (рис. 3, а и 4, а) с величиной ФВТ (рис. 3 и 4, б, в) следует, что ДТ аддитивно складывается с ФВТ. Выбросы токов непосредственно после включения освещения, вероятно, связаны с неравновесными процессами, возникающими при торможении дислокаций. Аналогичные результаты аддитивного сложения ДТ и ФВТ наблюдались и на кристаллах ZnSe.

Как видно из рис. 3, а и 4, а, поведение измеряемого тока в этих двух случаях различно: в одном случае происходит сложение ДТ и ФВТ,

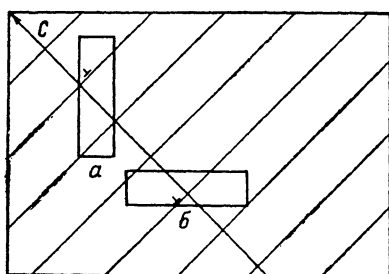


Рис. 5. Схематическое изображение вырезания образцов ZnS, использованных в эксперименте.

Стрелкой указано направление оси С. Линии указывают положение дефектов упаковки относительно оси С кристалла. Деформирование образцов осуществлялось вдоль длинного ребра.

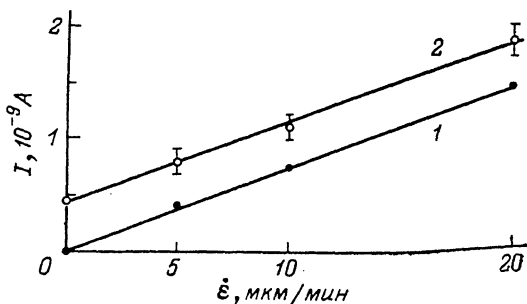


Рис. 6. Зависимость величины электрических токов, протекающих через образец ZnS, от скорости деформации.

1 — в темноте, 2 — на свету.

а в другом — вычитание. Вырезать кристалл, представленный на рис. 1, в, можно двумя способами так, чтобы дефекты упаковки располагались под углом  $45^\circ$  к большой грани кристалла (рис. 5). Поэтому было высказано предположение, что этот эффект связан с различной ориентацией образцов, т. е. при различной вырезке кристалла, возможно, в одном случае будет происходить сложение, а в другом — вычитание ДТ и ФВЭ. Это предположение подтвердилось экспериментально, однако для выяснения вопроса, какова природа этого явления, необходимо провести дальнейшие исследования.

С целью определения истинной величины ДТ на свету была предпринята попытка отбора кристаллов без ФВЭ. Для этого было просмотрено около сотни кристаллов ZnS и несколько десятков образцов ZnSe. Среди всех просмотренных кристаллов было выявлено только два образца ZnSe и один ZnS, на которых исходная величина ФВТ соответствовала  $10^{-10} \div 10^{-11}$  А. Как показали последующие измерения, освещение этих образцов на стадии пластической деформации приводило к незначительному ( $\sim 5\%$ ) уменьшению ДТ. Результаты, полученные на таких кристаллах, позволяют, на наш взгляд, установить реальное влияние освещения на ДТ. Величина ФПЭ на этих кристаллах была существенно (почти в 2 раза) меньше, чем на кристаллах, в которых наблюдается АФВЭ.

Результаты исследования зависимости ДТ от скорости пластической деформации на свету и в темноте для кристаллов ZnS приведены на рис. 6. Как видно из рисунка, наблюдается пропорциональная зависимость ДТ от скорости деформации в обоих случаях. Значения ДТ на свету при этом отличаются от значений ДТ в темноте на величину ФВТ. Приведенные ре-

зультаты подтверждают предположение о том, что освещение не приводит к увеличению ДТ и результирующее изменение ДТ при освещении связано с вкладом ФВТ.

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Как известно, кристаллы ZnS могут иметь разную плотноупакованную структуру: гексагональную, кубическую и различные политипы. В одном кристалле обычно могут существовать области с различной структурой и дефектами упаковки [14]. Однако направление и знак полярной оси  $C$  остается постоянным во всем кристалле [15]. Очень важным структурным параметром является степень гексагональности. Положение края собственного поглощения различных структур линейно зависит от  $\beta$  [16]. Так, для кубической модификации, где  $\beta=0$ , край собственного поглощения наблюдается при длине волны  $\lambda=345$  нм ( $E_g \approx 3.6$  эВ), а для гексагональной модификации  $\beta=100$  при длине волны  $\lambda=325$  нм ( $E_g=3.72$  эВ) [16].

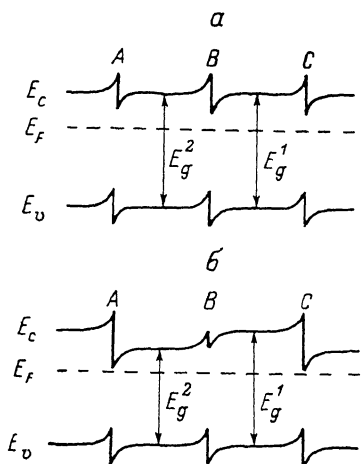


Рис. 7. Зонные диаграммы кристаллов. а — согласно данным [14], б — трансформированная с учетом различия ширины запрещенной зоны гексагональной и кубической фаз.

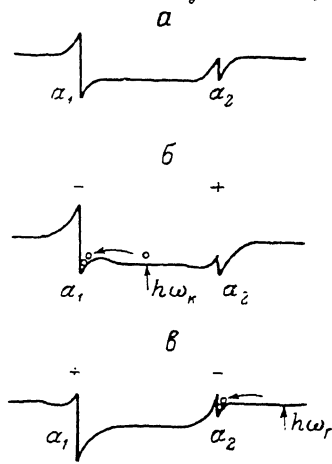


Рис. 8. Схематическое изображение поведения края зоны проводимости кристаллов ZnS при освещении.

а — в темноте, б — при освещении с  $\lambda=380$  нм, в — при освещении с  $\lambda=320$  нм

Детальные исследования аномального фотовольтаического эффекта, проведенные Шахаром с соавторами [17-20] в кристаллах с различной структурой, показали, что кристаллы, содержащие области со структурой  $2H$ , т. е. области с коэффициентом гексагональности  $\beta=100$ , имеют отрицательную компоненту АФВЭ, и в таких кристаллах происходит инверсия знака эффекта. Кристаллы, в которых не наблюдается инверсия знака, не содержат областей с гексагональной структурой, а усредненный по всему объему коэффициент гексагональности таких кристаллов составляет  $\beta \approx 20$ .

Уже в первых работах по АФВЭ для объяснения экспериментально полученных результатов предполагалось, что на границе между гексагональной и кубической фазой возникают асимметричные барьеры (рис. 7, а) [14]. Природа этих барьеров может быть обусловлена самыми разнообразными причинами, например нарушением ближнего порядка [14] из-за градиента концентрации примесей [21], наличием пьезоэлектрических напряжений на дефектах упаковки (ДУ) [22], повышенной плотностью электрически заряженных дислокаций в ДУ [17], а также спонтанной поляризации в гексагональной структуре [23]. В настоящей работе мы не будем обсуждать природу этих барьеров, а, ссылаясь на многочисленные работы [24], используем приведенную на рис. 7, а зонную схему для каче-

ственного объяснения экспериментально полученных результатов. Предварительно, учитывая упомянутую выше линейную зависимость края поглощения, а следовательно, и ширины запрещенной зоны  $E_g$  кристаллов ZnS от степени гексагональности  $\beta$ , предположим, что в объеме кристалла имеются квазипериодические участки с разными значениями  $E_g$  ( $E_g^1 \neq E_g^2$ ). В частности, если учесть экспериментальный факт наличия в ZnS областей с гексагональной и кубической структурами, в которых значения ширины запрещенной зоны различаются на  $\approx 0.15$  эВ, то приведенная зонная схема трансформируется и примет вид, представленный на рис. 7, б.

Для упрощения дальнейших рассуждений на рисунке приведено смещение только положения края зоны проводимости. Согласно данной схеме  $\Delta E_g = E_g^1 - E_g^2 \approx 0.1$  эВ и с учетом измеренного темнового сопротивления кристаллов, темновая концентрация свободных электронов в зоне проводимости будет  $n_{\tau} \sim 10^{13}$  м<sup>-3</sup> в области  $E_g^2$  и  $n_{\tau} \sim 10^{11}$  м<sup>-3</sup> в области  $E_g^1$ . Подвижность свободных электронов считалась порядка  $10^{-3}$  м<sup>2</sup>/В·с.

В рамках приведенной зонной схемы можно непротиворечиво объяснить наблюдаемую с изменением длины волны инверсию знака ФВЭ. При облучении светом с энергией  $h\nu$ , соответствующей ширине запрещенной зоны  $E_g^2$ , генерация неравновесных носителей происходит преимущественно в областях кристалла с  $E_g^2$ . Концентрация неравновесных носителей в областях  $E_g^1$  значительно ниже, так как  $h\nu < E_g^1$ . Согласно экспериментальным данным (рис. 2), предполагая, что подвижность электронов незначительно меняется при освещении, концентрация неравновесных носителей в области  $E_g^2$  при  $\lambda \approx 380$  нм возрастает до  $n_{\text{св}}^1 \sim 10^{17}$  м<sup>-3</sup>. Это приведет к смещению квазиуровня Ферми к зоне проводимости от  $(E_c - E_F)_{\tau}^2 = 0.75$  эВ до  $(E_c - E_F)_{\text{св}}^1 = 0.5$  эВ. В этом случае выполняется условие  $n_{\text{св}}^1 \gg n_{\text{св}}^2$ , поэтому избыточная концентрация неравновесных носителей вызовет поток электронов из области  $E_g^1$  в область  $E_g^2$ . Этот поток обусловлен условием выравнивания уровней Ферми в областях  $E_g^1$  и  $E_g^2$ .

Для простоты рассуждений мы пренебрегаем потоком неосновных носителей — дырок. На наш взгляд, это допущение оправдано, так как время жизни и подвижность дырок значительно меньше соответствующих параметров для электронов. Простые оценки показывают, что при выполнении описанных условий концентрация электронов, переместившихся из области  $E_g^2$  в область  $E_g^1$ , будет порядка  $n^{1 \rightarrow 2} \sim n_{\text{св}}^1 \exp\{-\Delta E_g/kT\} \sim 10^{15} - 10^{16}$  м<sup>-3</sup>. Из энергетической зонной схемы (рис. 7, б) видно, что поток электронов из области с меньшей запрещенной зоной  $H_g^2$  в область с большей запрещенной зоной  $E_g^1$  будет происходить преимущественно через барьер В, так как высота потенциального барьера А заметно больше, чем барьера В. Таким образом, фотовольтагический ток будет пропорционален разности вероятностей переходов через барьеры В и А:  $I_{\text{ФВЭ}} \sim P_B - P_A$ . Если предположить, что для электронов с энергией, близкой к дну зоны проводимости области  $E_g^1$   $P_A \ll P_B \sim 1$ , то можно записать выражение для положительного ФВТ в виде

$$I_{\text{ФВЭ}} = \mu_e (n_1^1 - \Delta n^1) \mathcal{E}_{\text{ФВЭ}} + e D_e \frac{d\Delta n}{dx},$$

где  $\mathcal{E}_{\text{ФВЭ}}$  — напряженность поля ФВЭ,  $\mu_e$  — подвижность электронов,  $D_e$  — коэффициент диффузии для электронов, а  $\Delta n^1 = n_0^1 - n_1^1$ . Интегрируя это выражение от 0 до  $L$ , где  $L$  — диффузионная длина, для разомкнутой цепи ( $I_{\text{ФВЭ}} = 0$ ), получаем, применяя соотношение Эйнштейна  $D_e = kT\mu_e/e$ ,

$$V_{\text{ФВЭ}} = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{\Delta n^1}{n_1^1} \right).$$

Оценки  $V_{\text{ФВЭ}}$  для одной системы барьеров (рис. 7, б) дают величину  $\sim 0.2$  В, что хорошо согласуется с полученными ранее экспериментальными оценками [8]. Приведенное выражение хорошо описывает также

полученные в [14] зависимости  $V_{ФВЭ}$  от температуры и интенсивности света.

При облучении светом, соответствующим краю поглощения гексагональной модификации, неравновесные носители могут возбуждаться в областях как с кубической, так и с гексагональной модификациями, однако концентрация гексагональной части может быть порядка и даже больше, чем концентрация неравновесных носителей в кубической части, так как фотовольтаический эффект является объемным явлением, а свет в кубической области при коротких длинах волн поглощается преимущественно в узкой приповерхностной области. При этом возникает поток электронов в обратную сторону, что приводит к отрицательному фотовольтаическому эффекту. Из приведенных рассуждений следует, что при изменении степени гексагональности одной из областей АФВЭ должен уменьшаться из-за уменьшения разности между запрещенными зонами, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами, так как величина АФВЭ больше в кристаллах с повышенным содержанием  $\beta$ .

Что касается предложенного ранее механизма ФПЭ, который связывался с двукратным увеличением деформационного тока на свету [25], то, как показали результаты настоящей работы, наблюдаемое результирующее возрастание связано с фотовольтаическим потоком, влияние которого не учитывалось авторами работы [25]. Поэтому в рамках модели АФВЭ попытаемся качественно объяснить результаты по исследованию ФПЭ, полученные в настоящей работе.

В [26] показано, что гексагональная структура может переходить в кубическую при движении частичных дислокаций в монокристаллах ZnS гексагональной модификации. Деформация кристаллов ZnS приводит к уменьшению процентного содержания гексагональной фазы, а при больших степенях деформации кристалл полностью переходит в кубическую модификацию [27], более устойчивую при комнатной температуре. Все перечисленные результаты приводят к заключению, что наиболее вероятной областью возникновения и движения дислокаций является либо дефект упаковки, либо граница гексагональной и кубической фаз, так как образование частичных дислокаций в области с кубической модификацией привело бы к уменьшению процентного содержания кубической фазы.

Как видно из рис. 7, б, потенциально барьеры на одной и на другой стороне области  $E_g^2$  различны по величине, поэтому можно предположить, что движение или зарождение дислокаций в области одного барьера вероятнее, чем в области другого.

Это предположение в некоторой степени подтверждается экспериментальными результатами [26]. В [26] показано, что движение частичных дислокаций, переводящих кристаллы ZnS из структуры вюрцита в сфалерит, осуществляется на одной стороне кубической фазы чаще, чем на другой.

Для объяснения полученных результатов предположим, что деформация осуществляется за счет движения дислокаций в области барьера  $\alpha_2$  (рис. 8); так как поведение валентной зоны адекватно, то на рисунке приводится схематическое изображение только края зоны проводимости. Далее рассмотрим, как будет влиять освещение на движение дислокаций в этой области (рис. 8, а). При освещении светом длиной волны  $\lambda=380$  нм, соответствующей краю поглощения кубической модификации, неравновесные электроны будут скапливаться около барьера  $\alpha_1$ , а дырки — в области барьера  $\alpha_2$ , занимая наиболее энергетически выгодные положения, при этом величина барьера  $\alpha_2$  уменьшается (рис. 8, б).

Недавно [28] нами было показано, что изгиб зоны, возникающий на границе металл—полупроводник при нанесении барьера Шоттки на грани кристалла, на которые выходят дислокации, приводит к существенному ( $\sim 30\%$ ) разупрочнению кристалла. Можно предположить, что уменьшение изгиба зон в области барьера  $\alpha_2$  приведет к упрочнению кристалла. При освещении длиной волны  $\lambda=320$  нм из-за образования большой кон-

центрации неравновесных носителей в области с гексагональной структурой электроны будут скапливаться в области барьера  $\alpha_2$ . При этом высота барьера  $\alpha_2$  увеличится (рис. 8, а) и соответственно кристалл разупрочнится.

Итак, предложенная в настоящей работе модель зонной схемы кристаллов ZnS позволяет непротиворечиво объяснить полученные экспериментально результаты по АФВЭ и ФПЭ. Данная модель является качественной и для ее проверки, как и для объяснения результатов по сложению и вычитанию деформационных токов и фотовольтаического эффекта, необходимы дальнейшие исследования.

В заключение авторы выражают благодарность Э. Г. Ящину за помощь в проведении экспериментов и плодотворную дискуссию, М. П. Кулакову и С. З. Шмураку за обсуждение результатов, а также С. И. Бредихину, Н. В. Классену и В. Ф. Петренко за интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] *Осипьян Ю. А., Савченко И. Б.* Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, № 4, с. 130—134.
- [2] *Осипьян Ю. А., Шихсаидов М. Ш.* ФТТ, 1973, т. 15, № 12, с. 3711—3712.
- [3] *Carlsson L., Ahlquist C. N. J.* Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 6, p. 2529—2536.
- [4] *Carlsson L., Svensson C. J.* Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 4, p. 1652—1656.
- [5] *Шихсаидов М. Ш.* ФТТ, 1981, т. 23, № 6, с. 1662—1667.
- [6] *Осипьян Ю. А., Петренко В. Ф., Шихсаидов М. Ш.* Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 6, с. 363—364.
- [7] *Бредихин С. И., Осипьян Ю. А., Шмурак С. З.* ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 2, с. 750—755.
- [8] *Ellis S. G., Herman F., Loebner E. E., Merz W. J., Struck C. W., White J. G.* Phys. Rev., 1958, vol. 109, N 5, p. 1860.
- [9] *Lempicki A.* Phys. Rev., 1959, vol. 113, N 5, p. 1204—1209.
- [10] *Cheroff G., Keller S. P.* Phys. Rev., 1958, vol. 111, N 1, p. 98—102.
- [11] *Blount G. H., Fisher M. W., Morrison R. C., Richard H. B. J.* Electrochem. Soc., 1966, vol. 113, N 7, p. 690—693.
- [12] *Осипьян Ю. А., Петренко В. Ф.* ДАН СССР, 1976, т. 226, № 4, с. 803—805.
- [13] *Осипьян Ю. А., Петренко В. Ф.* ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 1, с. 296—305.
- [14] *Merz W. J.* Helv. Phys. Acta, 1958, vol. 31, N 10, p. 625—635.
- [15] *Brafman O., Alexander E., Frankel B. S., Kalman Z. H., Steinberger I. T. J.* Appl. Phys., 1964, vol. 35, N 6, p. 1855—1866.
- [16] *Brafman O., Steinberger I. T.* Phys. Rev., 1966, vol. 143, N 2, p. 501—505.
- [17] *Shachar G., Brada Y. J.* Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 7, p. 3127—3133.
- [18] *Shachar G., Madrix S., Steinberger I. T. J.* Appl. Phys., 1968, vol. 59, N 5, p. 2485—2486.
- [19] *Shachar G., Brada Y., Alexander E., Yacoby B. G. J.* Appl. Phys., 1970, vol. 41, N 2, p. 723—728.
- [20] *Yacoby B. G., Brada Y.* Phys. Rev. (B), 1974, vol. 10, N 2, p. 665—670.
- [21] *Tauc J. J.* Phys. Chem. Soc., 1959, vol. 11, N 4, p. 345—346.
- [22] *Hutson A. R.* Bull. Am. Phys. Soc., 1961, vol. 6, p. 110.
- [23] *Neitmark G. F.* Phys. Rev., 1962, vol. 125, N 3, p. 838—845.
- [24] *Панков Ж.* Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973. 456 с.
- [25] *Кириченко Л. Г., Петренко В. Ф., Уймин Г. В.* ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 2, с. 742—752.
- [26] *D'Aragona F. S., Delavignette P., Amelinckx S.* Phys. St. Soc., 1966, vol. 14, N 2, p. K115—K120.
- [27] *Абдикамалов Б. А., Бредихин С. И., Кулаков М. П., Шехтман В. Ш., Шмурак С. З.* ФТТ, 1976, т. 18, № 8, с. 2468—2470.
- [28] *Мдиванян Б. Э., Шихсаидов М. Ш.* ФТТ, 1987, т. 29, № 8, с. 2405—2411.

Институт физики твердого тела АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
29 октября 1987 г.